



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

ULB

Einstrahl-Auflichtmeßverfahren zur Bestimmung von Farbschichtdicken in Walzenfarbwerken

Scheuter, Karl R.; Rodriguez-Giles, Jorge M.

(1980)

DOI (TUprints): <https://doi.org/10.25534/tuprints-00014153>

License:



CC-BY 4.0 International - Creative Commons, Attribution

Publication type: Book

Division: 16 Department of Mechanical Engineering
16 Department of Mechanical Engineering

Original source: <https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/14153>

Einstrahl-Auflichtmeßverfahren zur Bestimmung von Farbschichtdicken in Walzenfarbwerken

Jorge M. Rodriguez-Giles und Karl R. Scheuter

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
I. Einführung	1
II. Meßverfahren	4
Durchlichtverfahren	6
1. Direkte Beleuchtung	6
2. Seitliche Beleuchtung	6
Auflichtverfahren	6
3. Eine "helle" Farbe auf einer "dunklen" Walze	6
4. Eine "dunkle" Farbe auf einer "Hellen" Walze	7
III. Lichtnachweis	8
1. Spektrale Empfindlichkeit elektro- optischer Schichtdickenmeßverfahren	8
2. Photoempfänger	10
3. Lichtquellen	12
4. Lichtnachweisverfahren	13
a) Gleichlichtverfahren	13
b) Wechsellichtverfahren	13
IV. Absorption und Streuung von Licht durch eine Farbschicht	14
1. Durchlichtverfahren	18
2. Seitliche Beleuchtung	19
3. Helle Farbe auf einer dunklen Walze	21
4. Dunkle Farbe auf einer hellen Walze	23
V. Erprobung der Meßverfahren	25
1. Das Durchlichtmeßverfahren	29
2. Seitliche Beleuchtung	30
3. Helle Farbe auf dunkler Walze	32
4. Dunkle Farbe auf heller Walze	37
VI. Zusammenfassung	54

I. Einführung

Ein wesentlicher Teil jeder Druckmaschine ist das Farbwerk, das die Druckform mit Druckfarbe versorgt.

Die ersten Walzenfarbwerke wurden empirisch entworfen und weiterentwickelt. Später wurden halbempirische Berechnungsmethoden angewendet. In den Jahren 1966-1971 wurde am Institut für Druckmaschinen und Druckverfahren der Technischen Hochschule Darmstadt von H. Rech ein Computerprogramm entwickelt, welches Farbwerke rechnerisch erfassen konnte /1/. Seitdem haben sich Farbwerkssimulationsprogramme durchgesetzt. Bei der Anwendung von Programmen dieser Art ist es von Vorteil, genaue Kenntnisse über die Aufteilung des Farbfilmes in jedem Walzenspalt zur Verfügung zu haben. Man müßte experimentell feststellen, welche Farbschichtdicken bzw. welche flächenbezogene Farbmenge nach dem Walzenspalt zu erwarten sind.

Um eine Untersuchung der Farbabspaltung durchführen zu können, ist es notwendig, über eine geeignete Schichtdickenmeßanordnung zu verfügen. Auf Anregung der Forschungsgesellschaft Druckmaschinen e.V. wurde am IDD nach zweckmäßigen Meßverfahren gesucht. Eine nach diesem Meßverfahren gebaute Meßanordnung müßte bei der Durchführung von Messungen an einer Produktionsdruckmaschine unter den üblichen Betriebsbedingungen, und zwar bei kontinuierlicher Meßwertabgabe, dies heißt bei "on-line" Messungen, einsetzbar sein. Es wird weiterverlangt, daß das Verfahren ohne Berührung des Farbfilmes auskommt. Das Verfahren muß sowohl auf Metall als auch auf Elastomerwalzen anwendbar sein. Diese Bedingungen werden von elektrooptischen Meßverfahren erfüllt. Allerdings entsteht bei der Farbspaltung im Walzenspalt eine raue Farbfilmoberfläche. Das gewünschte elektrooptische Meßverfahren müßte selbst auf solch oberflächenrauen Farbfilmen richtige, über den Meßfleck gemittelte Werte der Farbschichtdicke liefern. Die Linearisierung könnte softwaremäßig in einem zur Meßwertverarbeitung vorgesehenen Rechner erfolgen.

In dieser Mitteilung wird über die bei der Suche nach geeigneten elektrooptischen Schichtdickenmeßverfahren durchgeführten Untersuchungen und die erreichten Ergebnisse berichtet.

Die Farbaufteilung nach dem Walzenspalt, die durch einen Farbabspaltungskoeffizienten beschrieben werden kann, wird infolge der Behinderung der Adsorption, z.B. durch Lufteinschlüsse, von den vor dem Walzenspalt schon vorhandenen Farbschichten beeinflusst. Daher wäre es notwendig, die Farbschichtdicken an beiden Seiten des Walzenspaltes zu bestimmen. In Bild 1 könnte es für den Walzenspalt 4-6 an den Stellen A, B, C und D erfolgen. Weil die Verluste durch Farbnebelbildung vernachlässigbar sind, also die gesamte Farbmenge zwangsläufig erhalten bleibt, würde es genügen, an drei der vier erwähnten Stellen zu messen. Da die Messungen direkt auf den Walzen erfolgen müssen, ist mit der Notwendigkeit zu rechnen, in engen, schwer zugänglichen Räumen zwischen den Walzen Meßköpfe einbauen zu müssen. Die Meßköpfe wären möglicherweise mechanischen Schwingungen und Verschmutzung durch Farbnebel ausgesetzt.

Die Bedingungen, die das Meßverfahren erfüllen muß, können schließlich wie folgt zusammengefaßt werden:

1. Das Meßverfahren müßte für "on-line" Farbschichtdickenmessungen geeignet sein.
2. Das Meßverfahren müßte berührungslos arbeiten.
3. Der Meßwert müßte durch die Oberflächenrauigkeit des Farbfilmes unbeeinflusst bleiben.

Der Einsatz an einer Produktionsmaschine stellt die Meßanordnung vor die folgenden Bedingungen:

4. Das Meßverfahren dürfte keine wesentliche Änderung der Druckmaschine verlangen.
5. Die Meßköpfe müßten kleine Abmessungen aufweisen.
6. Die Kabel zwischen den Meßköpfen und Auswertungselektronik müßten dünn und biegsam sein, um eine möglichst problemlose Verlegung zu ermöglichen.

7. Die Meßköpfe müßten robust und vibrationsunempfindlich sein.
8. Die Meßköpfe sollten wenig Wartung verlangen.
9. Da man mit Verschmutzung durch den Farbnebel rechnen müßte, sollten Eichungen am Einsatzort, d.h. in der Druckmaschine, ohne Schwierigkeiten durchführbar sein.

Da man gleichzeitig an vielen Stellen messen müßte, wird auch verlangt:

10. Die Kosten pro Meßstelle sollen nierig bleiben.

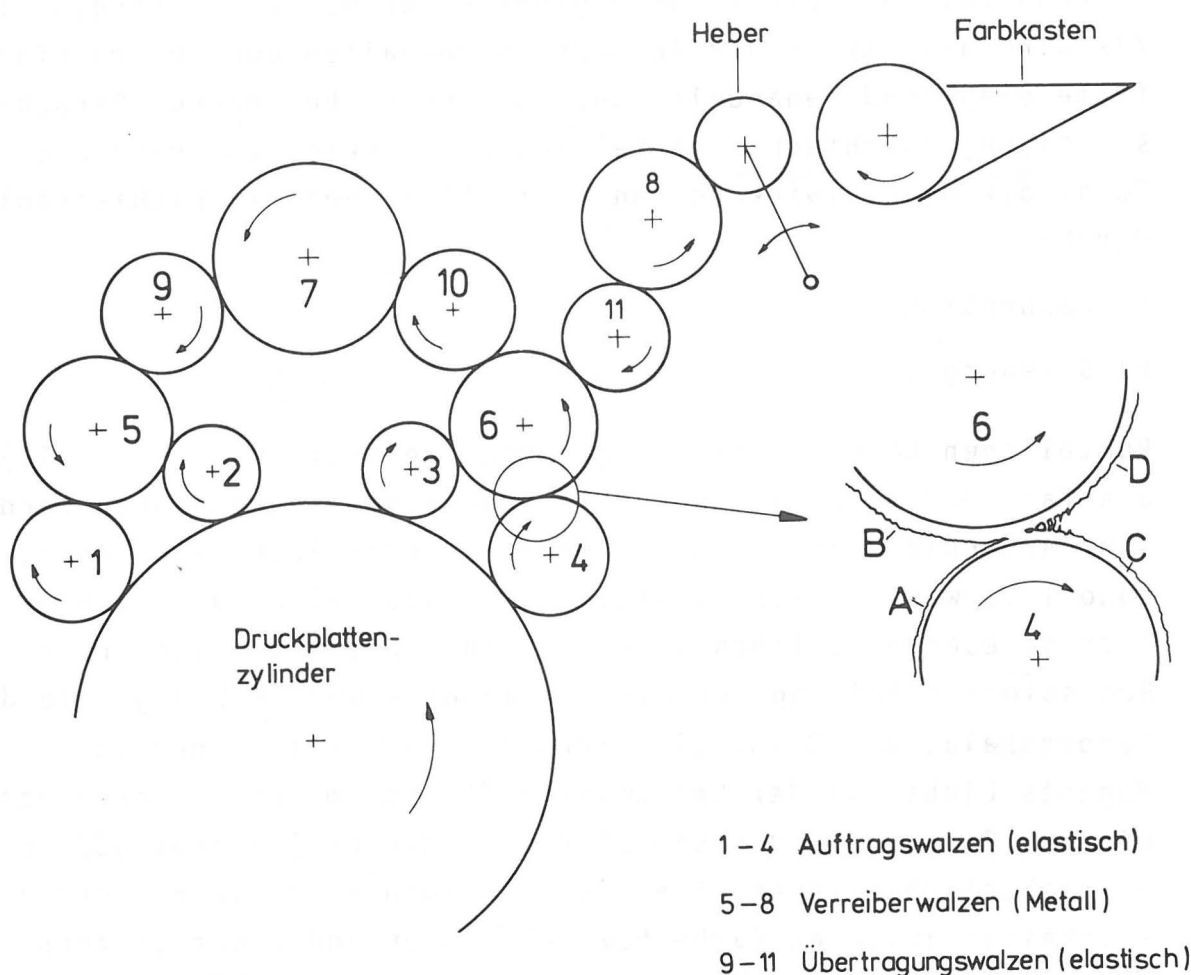


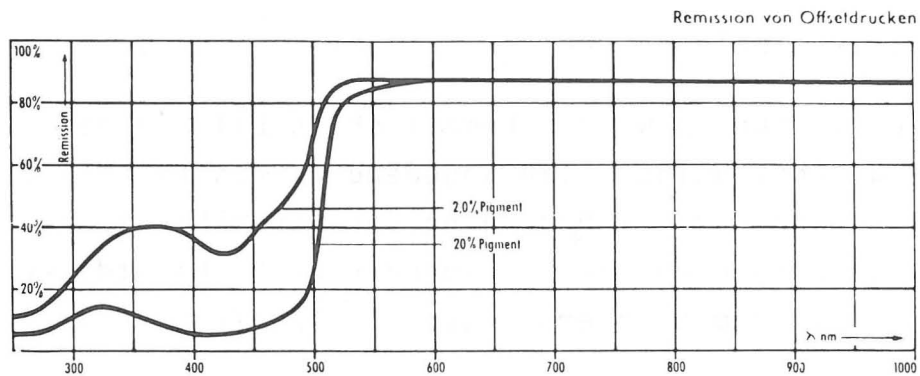
Bild 1 Walzenfarbwerk (Schnitt). Die Versorgung der Druckform mit Farbe erfolgt bei Offset- und Hochdruckmaschinen üblicherweise mittels Walzenfarbwerken. Der Farbtransport an einem Walzenspalt wird schematisch dargestellt.

II. Meßverfahren

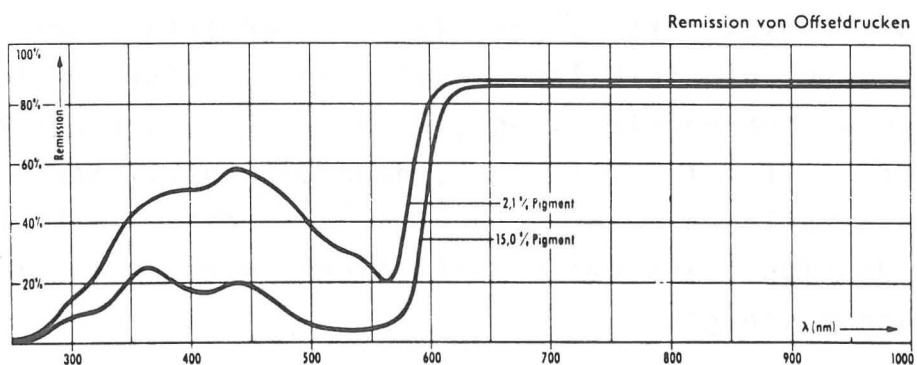
Eine Druckfarbe ist eine Dispersion von Pigmentteilchen in einem durchsichtigen Medium, dem Firnis. Da der Firnis eine niedrige Lichtabsorption aufweist, würde eine dünne Schicht aus reinem Firnis auf einer Walze die Färbung, Lichtrückstreuung und andere optische Eigenschaften der Walzenoberfläche nur geringfügig ändern. Wegen der Anwesenheit von Pigmentteilchen führt aber eine Farbschicht auf einer Walze zu wesentlichen Änderungen der optischen Eigenschaften der Oberfläche der Walze. In /2/ ist eine eingehende Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Licht und pigmentierten Medien zu finden. In /3/ wird das Streu- und Absorptionsverhalten dünner Druckfarbfilme eingehend behandelt, und zwar unter besonderer Berücksichtigung durchtechnisch relevanter Aspekte. Im Prinzip erfolgt die Wechselwirkung von Pigmentteilchen mit Lichtstrahlung durch:

- a) Absorption
- b) Streuung.

Rußteilchen können über das gesamte Spektrum (von UV bis IR) als fast perfekte lichtabsorbierende Pigmente angesehen werden. Buntfarbepigmente dagegen können, je nach Spektralbereich, sowohl vorwiegend als lichtabsorbierende Teilchen oder als lichtstreuende Teilchen wirken. Bild 2 zeigt die spektrale Remissionsverteilung der Cyan-, Magenta- und Gelb-Pigmente der Europaskala. Zum Beispiel würden die Pigmentteilchen von Magenta Licht mit der Wellenlänge 560 nm im wesentlichen absorbieren. Dagegen würden sie Licht mit der Wellenlänge 650 nm hauptsächlich streuen. Aus diesen beiden Wechselwirkungsmöglichkeiten zwischen Farbe bzw. Pigmenten und Licht ergeben sich eine Anzahl von möglichen Meßmethoden, um Farbschichtdicken elektrooptisch zu erfassen. Jede elektrooptische Schichtdickenmeßanordnung besteht grundsätzlich aus einer Lichtquelle, die Licht zu der Farbschicht sendet, und einen Lichtempfänger, der das Licht nach der Wechselwirkung mit der Schicht in ein elektrisches Signal umwandelt.



Spektrale Remission für Pigment Gelb



Spektrale Remission für Pigment Magenta

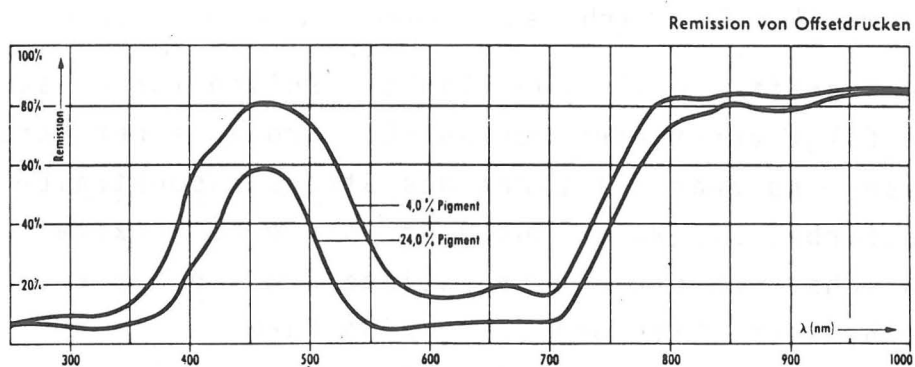


Bild 2 Spektrale Remission für Pigment Cyan

Durchlichtmeßverfahren

1. Direkte Beleuchtung

Dieses Verfahren wird schematisch in Bild 3a gezeigt. Es wird eine durchsichtige Walze angewendet. Das Licht aus der Lichtquelle kann nur bei Durchgang der Farbschicht den Lichtempfänger erreichen. Bei steigender Farbschichtdicke nimmt das Signal aus dem Lichtempfänger ab /4/, /5/, /6/, /7/.

2. Seitliche Beleuchtung

Auch dieses Meßverfahren ist nur an Walzen aus durchsichtigem Material anwendbar (Bild 3b). Bei einer farbfreien Walze wäre kein Lichtaustritt aus der Walze zu erwarten. Wenn eine Buntfarbschicht die Walze umhüllt und die Lichtstrahlung im Streuspektralbereich liegt, wird nicht länger der gesamte Lichtfluß total reflektiert, denn ein Anteil kann von den Pigmentteilchen gestreut werden. Der gestreute Lichtfluß bzw. das Meßsignal aus dem Lichtempfänger würde mit der Schichtdicke zunächst steigen.

Auflichtmeßverfahren

Es gibt grundsätzlich zwei Möglichkeiten:

3. Eine "helle" Farbe auf einer "dunklen" Walze

Die Begriffe "Hell" und "Dunkel" sollen für dieses Meßprinzip wie folgt verstanden werden: Es wird an einer Buntfarbe gemessen und zwar mit Licht des Streuspektralbereiches der Buntfarbe. Die Walze muß dann in diesem Spektralbereich ein möglichst hohes Lichtabsorptionsvermögen zeigen. Unter solchen Bedingungen (Bild 3c) führt eine Farbschicht auf der lichtabsorbierenden Walze zu einem Anstieg der Lichtrückstreuung. Es ist am Anfang ein fast linearer Anstieg zu erwarten, der bei größeren Schichtdicken asymptotisch zu einem Sättigungswert tendiert /8/, /9/.

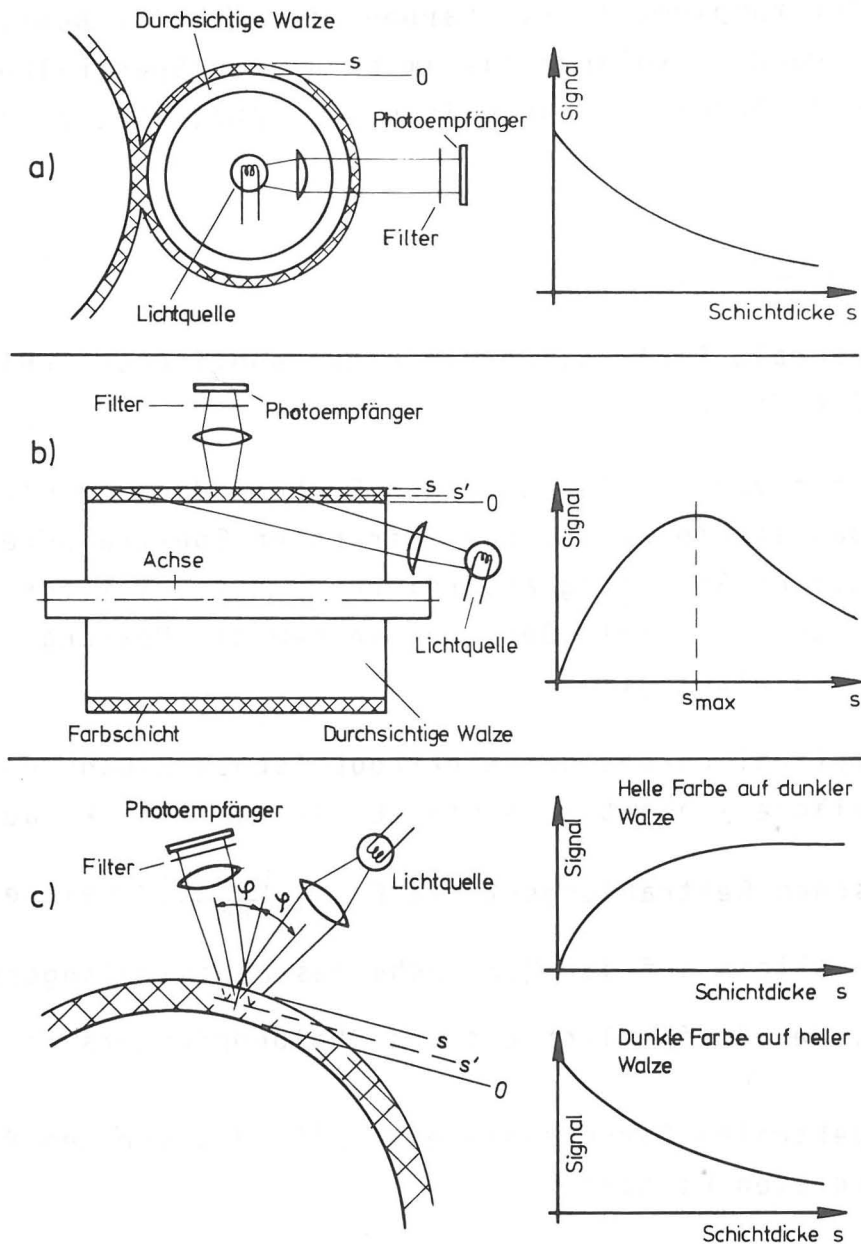


Bild 3 Schematische Darstellung von photoelektrischen Farbschichtdickenmeßverfahren und die dazu gehörigen Diagramme Meßsignal versus Farbschichtdicke
a) Durchlichtmeßverfahren
b) Seitliche Beleuchtung
c) Auflichtmeßverfahren

4. Eine "dunkle" Farbe auf einer "hellen" Walze (Bild 3c)

Bei steigender Schichtdicke auf der Walze nimmt die zurückgestreute Lichtmenge bzw. das Meßsignal ab. In einer ersten Näherung wäre eine exponentielle Abnahme des Meßsignals mit steigender Schichtdicke zu erwarten. Diese Methode kann so-

wohl für rußpigmentierte Farben wie auch für Buntfarben angewendet werden, solange sie im benutzten Spektralbereich ausreichende Absorption ausweisen /1/, /8/, /9/, /10/.

III. Lichtnachweis

1. Spektrale Empfindlichkeit elektrooptischer Schichtdickenmeßverfahren

Abgesehen von rußpigmentierten Farben, die vom ultravioletten über das sichtbare bis zum infraroten Spektralbereich elektromagnetische Strahlung absorbieren können, ist für alle übrigen Farben der spektrale Bereich, in dem die Messung erfolgt, entscheidend wichtig.

Die Empfindlichkeit der elektrooptischen Meßanordnung bei einer Wellenlänge λ hängt in erster Linie vom Produkt aus der hypothetischen Bestrahlungsstärke $E_0(\lambda) \left(\frac{\text{W} \cdot \text{m}^{-2}}{\text{nm}} \right)$, welche die Lichtquelle allein auf der Meßfläche des Photoempfängers erzeugen würde, der Empfindlichkeit des Photoempfängers $\eta(\lambda) \left(\frac{\text{V}}{\text{W} \cdot \text{m}^{-2}} \right)$ und der spektralen Durchlässigkeit $\tau_F(\lambda)$ des vor dem Photoempfänger angeordneten Filters.

Je nach Meßverfahren, Farbe und Farbschichtdicke entsteht auf dem Photoempfänger eine von der Wellenlänge λ und der Farbschichtdicke a abhängige Bestrahlungsstärke $E_d(s, \lambda)$. Diese ist proportional zu $E_0(\lambda)$ und $\tau_F(\lambda)$. Sie zeigt jedoch eine komplexe Abhängigkeit von der Schichtdicke s und von den optischen Eigenschaften der Druckfarbe und des Walzenmaterials. Diese Abhängigkeit ist durch eine Funktion $f(s, \lambda)$ beschrieben. Damit wird

$$E_d(s, \lambda) = E_0(\lambda) \cdot \tau_F(\lambda) \cdot f(s, \lambda)$$

Mit diesen Größen wird die Photospannung des Photoempfängers allgemein

$$U(s) (V) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_0(\lambda) \cdot \tau_F(\lambda) \cdot \eta(\lambda) \cdot f(s, \lambda) \cdot d\lambda$$

Beim Meßverfahren "Dunkle Farbe auf heller Walze" beispielsweise ist diese Funktion vom Typ

$$f(s, \lambda) = a(\lambda) + b(\lambda) \cdot e^{-\frac{s}{\sigma(\lambda)}}$$

Hierin sind $a(\lambda)$ und $b(\lambda)$ wellenlängenabhängige Konstanten und $\sigma(\lambda)$ ist die wellenlängenabhängige Dämpfungskonstante. Die Photospannung wird in diesem Fall

$$U(s) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_0(\lambda) \cdot \tau_F(\lambda) \cdot \eta(\lambda) \cdot \left(a(\lambda) + b(\lambda) \cdot e^{-\frac{s}{\sigma(\lambda)}} \right) \cdot d\lambda$$

Dieser Integralansatz muß immer dann, wenn in einem Wellenlängenbereich $\lambda_2 - \lambda_1 > 10 \text{ nm}$ das Produkt von $E_0(\lambda)$, $\tau_F(\lambda)$ und $\eta(\lambda)$ größer als Null ist, angewandt werden.

Wird hingegen Licht von einem Wellenlängenbereich $\lambda_2 - \lambda_1 < 10 \text{ nm}$, d.h. praktisch der mittleren Wellenlänge λ_0 verwendet, dann ist die hypothetische Bestrahlungsstärke, welche die Lichtquelle allein auf der Meßfläche des Photoempfängers erzeugen würde, innerhalb der Integrationsgrenzen λ_1 und λ_2 praktisch konstant, d.h.

$$E_0(\lambda) = E_0(\lambda_0) = E_0 \left(\frac{W \cdot m^{-2}}{nm} \right) = \text{konst.}$$

Da im betrachteten kleinen Wellenlängenbereich auch $\tau_F(\lambda) = \text{konst.} = \tau_F(\lambda_0)$ und $f(s, \lambda) = f(s, \lambda_0)$ als wellenlängenunab-

hängig geschrieben werden darf, wird die durch die Druckfarbenschicht beeinflusste Bestrahlungsstärke

$$E_d(s) = E_0 \cdot \tau_F(\lambda_0) \cdot f(s, \lambda_0)$$

und die Photospannung

$$\begin{aligned} U(s) &= E_0 \cdot \tau_F(\lambda_0) \cdot \eta(\lambda_0) \cdot f(s, \lambda_0) \\ &= E_0 \tau_F(\lambda_0) \cdot \eta(\lambda_0) \cdot a(\lambda_0) + b(\lambda_0) \cdot e^{-\frac{s}{\sigma(\lambda_0)}} \end{aligned}$$

2. Photoempfänger

Für die hier verfolgten Zwecke eignen sich als Photoempfänger Halbleiterphotoelemente, -Photodioden oder -Phototransistoren. Die Empfindlichkeit von Vakuum- bzw. Gasphotozellen wäre zu gering. Die Photomultiplier scheiden wegen der Abmessungen und der Notwendigkeit von stabilisierter Hochspannung aus. Photowiderstände haben eine relativ hohe thermische Drift und sind sehr träge. Für Messungen, die sich über das gesamte sichtbare Spektrum erstrecken, eignen sich am besten Silizium-Photoempfänger, insbesondere Photodioden, weil sie gleichzeitig hohe Empfindlichkeit und Stabilität aufweisen.

Silizium-Photoelemente bzw. Photodioden: Photodioden sind Halbleiterdioden, in denen der Photoeffekt an einem pn-Übergang zum Lichtnachweis genutzt wird /11/, /12/.

Die Absorption der Photonen, d.h. Lichtquanten in diesem pn-Übergang führt zur Bildung von freien Ladungsträgern. Selbst ohne Anlegen einer äußeren Spannung diffundieren diese Ladungsträger aus dem Übergang und können dann durch einen Widerstand fließen (Bild 4a). Dies heißt, der Photoempfänger wirkt wie eine Spannungsquelle bzw. Stromquelle. Der Kurzschlußstrom dieser Stromquelle, beziehungsweise der Strom durch einen niedrigeren Widerstand R, der einen Spannungsabfall von nicht

größer als 0,1 V erzeugt, ist proportional zur Lichteinstrahlung. Man spricht dann von einem "Photoelement" oder vom "Photoelement-Betrieb".

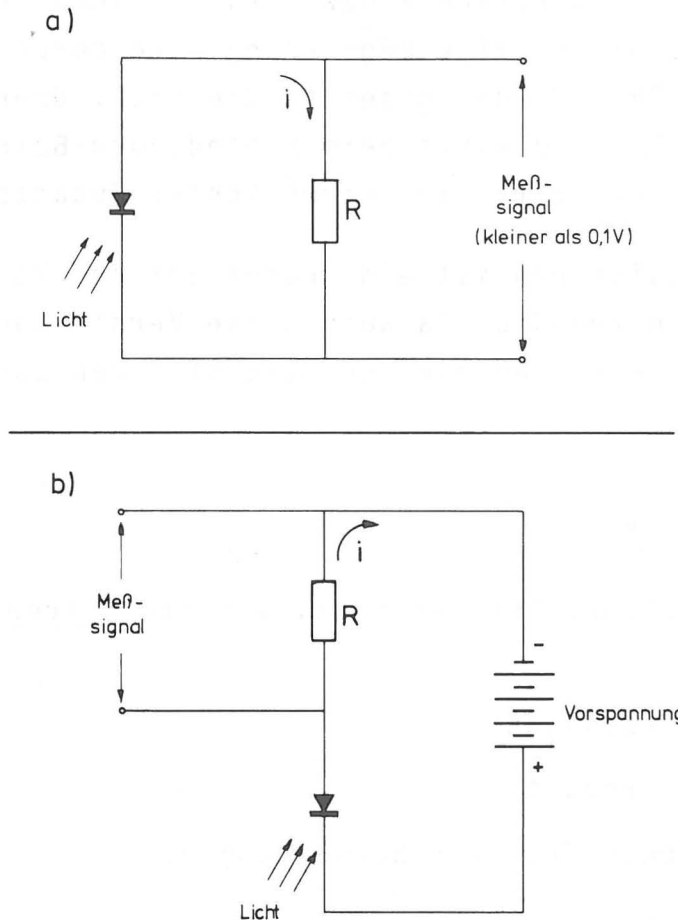


Bild 4 Schaltungen für den Nachweis von Lichtstrahlung mit Siliziumphotoempfänger

- a) Photoelementschaltung. Der Photoempfänger wirkt als Stromquelle, der Strom ist proportional zur Lichteinstrahlung
- b) Photodiodenschaltung. Es wird eine Vorspannung in Sperrichtung angelegt. Der von der Photodiode durchgelassene Strom ist proportional zur Lichteinstrahlung.

An Halbleiterdioden kann auch eine Vorspannung angelegt werden (Bild 4b). Da die Spannung in Sperrichtung angelegt wird, würde ohne Lichteinstrahlung nur ein verhältnismäßig kleiner Dunkelstrom fließen, der exponentiell mit der Temperatur zu-

nimmt. Bei Lichteinstrahlung fließt dazu ein Photostrom, der zur Lichteinstrahlung proportional ist. Wenn der Halbleiter auf diese Weise geschaltet wird, spricht man vom "Photodioden-Betrieb". Da hier eine äußere Spannungsquelle angewendet wird, müssen der Lastwiderstand R bzw. das Meßsignal nicht unbedingt niedrig sein. Die einzige Begrenzung wird durch die Sperrspannung der Photodioden gesetzt, die nicht überschritten werden darf. Störend wirkt beim Photodioden-Betrieb der Dunkelstrom, der stets ein unerwünschtes Zusatzsignal liefert.

Bei Phototransistoren ist eine nachträgliche Verstärkung des Photostromes notwendig. Da auch diese Verstärkung temperaturabhängig ist, scheiden die Phototransistoren zuerst aus der Wahl aus.

3. Lichtquellen

Es werden Lichtquellen benötigt, die die folgenden Bedingungen erfüllen:

- a) kleine Abmessungen
- b) mechanisch robust
- c) Lichtausbeute frei von Schwankungen.

Zwei Lichtquellenarten erfüllen diese Bedingungen: Miniaturglühlampen und lichtemittierende Dioden. Bei Glühlampen /12/ /13/ wäre die Anwendung von Filtern bei Messungen an Buntfarben absolut notwendig, da sie im gesamten sichtbaren Spektrum emittieren. Die lichtemittierenden Dioden (LED) sind das Gegenstück zu den Photoelementen: d.h., sie sind Halbleiter, die eine elektrische Leistung in Licht umwandeln /11/, /12/, /13/. Hauptvorteile der LEDs sind, daß sie eine besonders langzeitstabile Lichtausbeute aufweisen, praktisch monochromatische Strahlung aussenden und daß die Lichtabstrahlung direkt durch den Speisestrom moduliert werden kann. Diese Modulation ist absolut problemlos und kann bis zu hohen Frequenzen erfolgen. Nachteilig ist aber, daß diese Dioden nur für den Spektralbereich von Nahinfrarot bis zum Grün auf

dem Markt erhältlich sind. Mit im Handel erhältlichen blau-emittierenden LEDs ist in absehbarer Zukunft nicht zu rechnen /11/, /14/.

Es wäre auch denkbar, statt einzelner Lichtstrahler an jeder Meßstelle eine einzige, wenn notwendig voluminöse Lichtquelle außerhalb der Druckmaschine zu benutzen, und das Licht aus dieser Lichtquelle mittels Lichtleitfasern an die einzelnen Meßstellen zu führen. Dann hätte man bei der Wahl der Lichtquelle weniger Begrenzungen. Nachteilig wäre noch immer, daß Lichtleitfasern keinesfalls so biegsam wie Kupferlitzen sind. Der Durchmesser ist auch größer und der Preis noch immer relativ hoch.

4. Lichtnachweisverfahren

Zwei Nachweisverfahren stehen zur Wahl:

a) Gleichlichtverfahren

Die Lichtquelle (Glühlampe, LED, Glasfaser) wirft einen gleichbleibenden Lichtfluß auf die Farbschicht. Der transmittierte bzw. remittierte von der Schichtdicke abhängige Anteil wird von einem Photoelement nachgewiesen. Ein Vorteil dieser Methode ist, daß die Lichtquelle nicht unbedingt modulierbar sein soll. Nachteilig ist, daß der Halbleiter in Photoelementbetrieb arbeiten muß, um Fehler durch Dunkelstrom zu vermeiden. Gleichspannungen, insbesondere niedrige, verlangen mehr Verstärkungsaufwand als Wechselspannungen. Die Meßanordnung ist zudem gegen Fremdlicht empfindlich. Wenn eine absolute Verdunklung unmöglich ist, dann bleibt als einziger Ausweg die Anwendung sehr starker Lichtquellen, so daß das Fremdlichtsignal vernachlässigt werden kann.

b) Wechsellichtverfahren

Hier wird der Meßlichtstrahl bzw. die Lichtquelle moduliert. Damit scheiden Glühlampen als Lichtquellen aus. Leuchtdioden (LED) sind dagegen für dieses Verfahren besonders geeignet, da sie direkt über die Speisespannung moduliert werden können. In

vielen LED-Typen kann die Modulation bei Erhaltung der zeitgemittelten Lichtausbeute erfolgen. In Verbindung mit Glasfaserlichtleitern kommen auch mechanische Chopper in Frage. Die Vorteile des Wechsellichtnachweisverfahrens werden bei Verstärkung des Signals aus dem Photoempfänger mittels eines Abtastverstärkers (Lock-in-amplifier) voll ausgenutzt. Ein Abtastverstärker ist ein Verstärker, der Eingangssignale synchron zu einem Taktsignal verstärkt. Signale außer Takt werden unterdrückt. Hier müßte man die Lichtmodulation und die Verstärkung mit demselben Taktsignal synchronisieren. Bei einer solchen selektiven Verstärkung stören Fremdlicht und Dunkelstrom nicht mehr. Dies ermöglicht, Silizium-Photoempfänger in Photodioden-Betrieb für den Lichtnachweis abzuwenden. Da die Überlegenheit des Wechsellichtverfahrens deutlich ist, wurde es ausgewählt und zwar mit LEDs als Lichtquelle. Bild 5a zeigt das Blockschaltbild. Während 20% einer Periode emittiert die LED Licht (Bild 5b). Während dieser Zeit (Meßzeit) wird das Signal aus der Photodiode verstärkt. In dem übrigen Teil der Periode wird der Abtastverstärker zu Null ausgeglichen (automatischer Nullausgleich). So werden Spannungssignale außer Takt bzw. Gleichspannungssignale ausgeschaltet. Zuletzt wird die Pulsreihe, deren Höhe die gewünschte Information trägt, zu einem unterbrechungsfreien Spannungssignal integriert. Als Taktfrequenz wurde 5kHz gewählt.

IV. Absorption und Streuung von Licht durch eine Farbschicht

Wegen ihrer Eignung für den Mehrfarbendruck kommen lasierende Druckfarben in der Praxis am häufigsten zur Anwendung. Aus diesem Grunde werden sich die nachfolgenden Erläuterungen im wesentlichen mit lasierenden Farben befassen.

In der Drucktechnik ist es notwendig, mit dünnen Farbschichten auf dem Bedruckstoff die gewünschte Wirkung zu erreichen. Lasierende Druckfarben erfüllen diese Bedingung: eine Buntfarbschicht von 1 μm bis 4 μm Dicke auf einem hellen Untergrund reicht schon aus, um eine nahezu vollständige Absorption

des Lichtes der komplementären Farbe zu gewährleisten. Andererseits sind Schichtdicken bis zur Größenordnung von einigen Millimetern notwendig, um die Deckung eines dunklen Hintergrundes zu erreichen. Auf den Walzen eines Farbwerkes sind

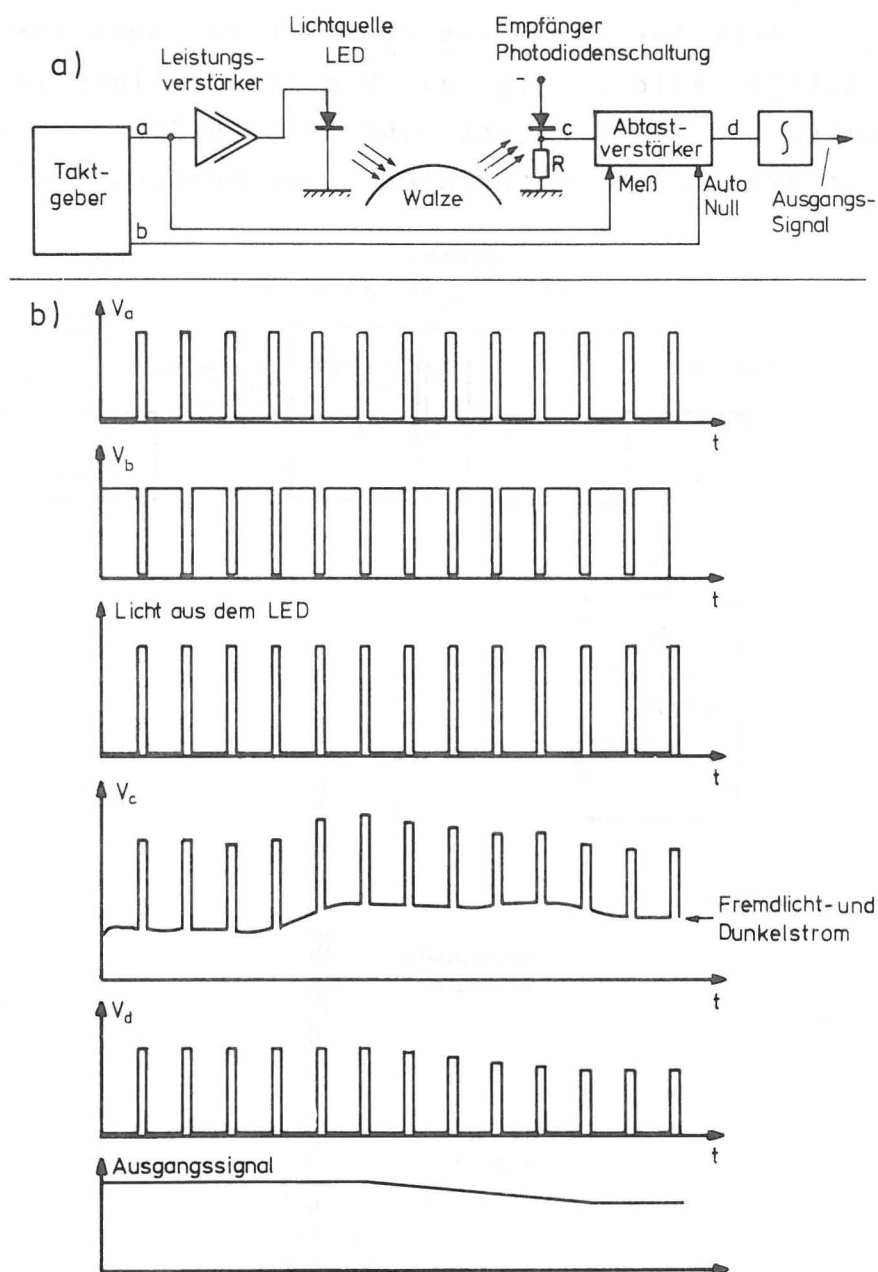


Bild 5 Lichtnachweis im Wechsellichtverfahren

- a) Blockschaltdiagramm. Es wird ein Abtastverstärker benutzt; nur Licht mit der Frequenz und Phase der modulierten Lichtquelle wird nachgewiesen.
- b) Spannungen an den Punkten a, b, c und d des Blockschaltdiagramms. Fremdlicht und Dunkelstrom (da nicht entsprechend gepulst) beeinflussen das Meßsignal nicht.

Schichtdicken zwischen $2\text{ }\mu\text{m}$ und $20\text{ }\mu\text{m}$ und auf dem Duktus maximal $80\text{ }\mu\text{m}$ zu erwarten. Bei Schichtdicken, die so weit über den Deckungsschichtdicken liegen, spielt der aus einem gerichteten Primärstrahl gestreute, diffuse Lichtfluß nur eine zweitrangige Rolle. Dies wird durch Messungen der Winkelverteilung gerichteter Strahlung nach Durchdringen von Farbschichten bestätigt. Bild 6 zeigt die Winkelverteilung in Polarkoordinaten von roter Lichtstrahlung nach Durchdringen einer $100\text{ }\mu\text{m}$ starken gelben Farbschicht. Der Primärstrahl hatte eine

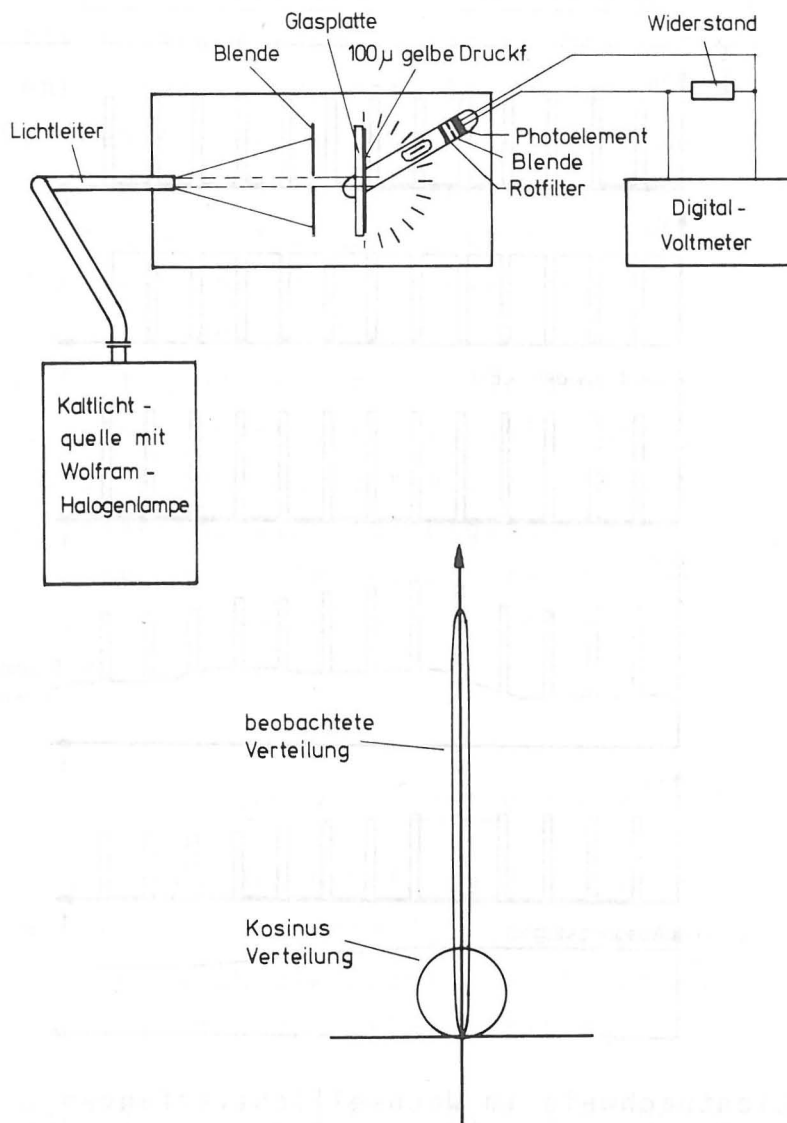


Bild 6 Winkelverteilung von einem parallelen Lichtstrahl nach Durchdringen einer $100\text{ }\mu$ starken Farbschicht und Schema der angewendeten Meßanordnung.

Winkelöffnung von 3^0 . Die Winkelverteilung von Bild 6, die ein scharfes Maximum in Richtung des Primärstrahles zeigt, unterscheidet sich gründlich von der Lambertschen Kosinusverteilung, die bei rein diffus gestreuter Strahlung zu erwarten wäre. Zu der Winkelverteilung von Bild 6 trägt auch die Tatsache bei, daß das Verhältnis der mittleren Pigmentteilchengröße zur Wellenlänge etwa sechs zu eins ist. Dieser Wert liegt weit unter dem Wert für maximale Streuung oder für optimale Deckung /15/. Da die Streuung in lasierenden Farben schwach ist, darf man annehmen /2/, daß:

- a) bei Berücksichtigung der Lichtstrahlungsintensität in Richtung des Primärlichtstrahles die noch verbleibende Primärstrahlung maßgebend ist. Gestreute bzw. diffuse Strahlung darf vernachlässigt werden,
- b) bei Berücksichtigung der Lichtstrahlung außerhalb des Primärstrahles nur die direkt aus dem Primärstrahl gestreute Strahlung maßgebend ist. Der Beitrag von zwei- oder mehrfach gestreutem Licht darf vernachlässigt werden.

Im folgenden Abschnitt wird versucht, den Zusammenhang zwischen der Bestrahlungsstärke auf dem Photodetektor und der Farbschichtdicke auf der Walze für die Meßkonfigurationen von Abschnitt II zu beschreiben. Gesucht wird eine mathematische Beziehung, die die Bestrahlungsstärke E_d am Lichtdetektorort und die Farbschichtdicke bei gleichbleibender gerichteter Primärstrahlung E_0 aus der Lichtquelle verbindet. E_d wird auch von der Lage des Detektors abhängen, d.h. von der Entfernung Lichtempfänger - Meßfleck (eine Abnahme mit dem Quadrat der Entfernung darf erwartet werden) und den Winkeln zwischen Walzenoberfläche, Beleuchtungsstrahl und Nachweisrichtung. Diese Abhängigkeiten werden von Nachweisgeometriekonstanten beschrieben. Das Meßsignal ist zu dem Lichtfluß am Lichtempfängerort proportional.

Die Überlegungen, um diese Beziehungen zu erlangen, stützen sich auf die Annahmen a) und b).

Es wird kein Anspruch auf Vollkommenheit oder hohe Genauigkeit erhoben. Die Oberflächenrauigkeit des Farbfilmes und andere Störeffekte führen unvermeidlich zu Meßfehlern, die den Aufwand einer hochgenauen Theorie überflüssig machen. Die optischen Eigenschaften der Farbe werden durch den Absorptionskoeffizienten $K(\lambda)$, den Streukoeffizienten $S(\lambda)$ und den Brechungsindex n beschrieben. $K(\lambda)$ und $S(\lambda)$ sind von der angewendeten Wellenlänge abhängig und haben die Dimension $\left[\frac{1}{\text{Länge}} \right]$. Bei lasierenden Farben ist $S(\lambda)$ für alle Wellenlängen des sichtbaren Spektralbereiches wesentlich kleiner als $K(\lambda)$. Der Brechungsindex n des Firnisses ist für Wellenlängen zwischen 400 nm und 700 nm nahezu konstant. Da die folgenden Erläuterungen für Meßanordnungen, die monochromatisches Licht anwenden, gelten, muß die Wellenlängenabhängigkeit von $K(\lambda)$ und $S(\lambda)$ in die Berechnungen nicht einbezogen werden. Zur Vereinfachung wird K und S geschrieben.

1. Durchlichtverfahren (Bild 3a)

Die nachfolgende Ableitung gilt für eine Meßgeoemetrie, in der nur Strahlen, deren Richtung mit der des Primärstrahles übereinstimmt oder nur wenig davon abweicht, vom Photodetektor erfaßt werden. Unter diesen Bedingungen tragen sowohl K wie auch S zur Abnahme des Strahlungsflusses am Lichtempfänger bei. Der Lichtempfänger erfaßt nur die Restprimärstrahlung $E(s)$. Die Abnahme der Primärstrahlung beim Durchlaufen einer Differentialschichtdicke ds ist:

$$\frac{dE}{ds} = -(S+K) E \quad (1)$$

Durch Integration von Gleichung (1) erhält man das Beersche Gesetz:

$$E(s) = E_0 e^{-(S+K)s} = E_0 e^{-\frac{s}{\sigma}}$$

Hierin ist

$$\sigma = \frac{1}{S+K} \quad (2)$$

die Dämpfungskonstante der Farbe für gerichtete Strahlung bei der verwendeten Wellenlänge λ_0 .

Der allgemeine Fall der Transmission durch eine zugleich absorbierende und streuende Schicht für gerichtete Primärstrahlung wurde von Ryde /16/ gelöst. Es ist dazu zu erwähnen, daß die von Ryde erarbeiteten Lösungen erheblich komplizierter als Gleichung (2) sind. Bei Gültigkeit von Gleichung (2) ist insbesondere eine einfache Linearisierung des Meßsignals durch Logarithmierung möglich.

2. Seitliche Beleuchtung

Bei Anwendung dieser Meßgeometrie erfolgt die Beleuchtung unter einem Winkel θ (Bild 3b), der kleiner als der Winkel für Totalreflexion im Übergang Walzenmaterial - Luft ist. Die einfallende Strahlung muß im Streuungsspektralbereich der Druckfarbe liegen. Es wird angenommen, daß die Brechungsindices von Druckfarbe, Glas und durchsichtigen Elastomeren nahe bei 1,5 liegen.

Der Primärstrahl wird durch Streuung und Absorption nach Durchdringen einer Schicht s' (Bild 3a) abgeschwächt, ähnlich wie im Falle der Durchlichtgeometrie. Es gilt

$$E(s') = E_0 e^{-\frac{1}{\sin \theta} \frac{s'}{\sigma}}$$

Ein Teil der aus dem Primärstrahl gestreuten Strahlung wird vom Lichtempfänger erfaßt. Im folgenden wird angenommen, daß der Nachweis senkrecht zur Walzenoberfläche erfolgt. Das zwischen s' und $s'+ds'$ in der Nachweisrichtung gestreute Licht würde am Photoempfänger eine differenzielle Bestrahlungsstärke

$$dE_d^*(s) = C_\Omega S E(s') ds'$$

Die Proportionalitätskonstante C_Ω hängt von der Nachweisgeometrie ab. Auch diese Strahlung wird durch Streuung und

Absorption gedämpft. Bis zur Oberfläche gelangt aus dem zwischen s' und $s'+ds'$ zum Detektor gestreuten Licht $dE_d(s')$ der Anteil:

$$dE'_d(s') = C_\Omega S E(s') e^{-\frac{s-s'}{\sigma}}$$

Durch Integration dieses Ausdrucks erhält man die beim Durchdringen der Farbschicht in Nachweisrichtung gestreute Strahlung:

$$E'_d(s') = E_0 C_\Omega S \int_0^s e^{-\frac{1}{\sin\theta} \frac{s'}{\sigma}} e^{-\frac{s-s'}{\sigma}} ds'$$

Der Primärstrahl wird aber an der Oberfläche des Farbfilmes total reflektiert. Die Streuung zum Photoempfänger aus dem total reflektierten Strahl muß auch in die Berechnungen einbezogen werden: Die gesamte in Nachweisrichtung gestreute Strahlung führt zu einer Strahlungsflußdichte am Detektor:

$$E_d(s) = E_0 C_\Omega S \int_0^s e^{-\frac{1}{\sin\theta} \frac{s'}{\sigma}} e^{-\frac{s-s'}{\sigma}} ds' + E_0 C_\Omega S e^{-\frac{1}{\sin\theta} \frac{s}{\sigma}} \int_0^s e^{-\frac{1}{\sin\theta} \frac{s'}{\sigma}} e^{-\frac{s'}{\sigma}} ds'$$

mit dem Ergebnis:

$$E_d(s) = E_0 C_\Omega S \sin\theta \sigma \left[\frac{e^{-\frac{s}{\sigma}}}{1 - \sin\theta} \left(1 - e^{-\left(\frac{1}{\sin\theta} - 1\right) \frac{s}{\sigma}} \right) + \frac{e^{-\frac{1}{\sin\theta} \frac{s}{\sigma}}}{1 + \sin\theta} \left(1 - e^{-\left(\frac{1}{\sin\theta} + 1\right) \frac{s}{\sigma}} \right) \right]$$

Dieser Ausdruck erlaubt keine einfache Analyse. Um eine handlichere Näherung zu bekommen, kann man geltend machen, daß $\sin\theta \ll 1$. Damit wird:

$$E_d(s) \approx E_0 C_\Omega S \sigma \sin\theta e^{-\frac{s}{\sigma}} \left(1 - e^{-\frac{1}{\sin\theta} \frac{s}{\sigma}}\right) \quad (4)$$

Für kleine Werte von s bleibt $e^{-\frac{s}{\sigma}}$ nahe an eins und $E_d(s)$ wird schnell und zwar wie eine Funktion vom Typ $\left(1 - e^{-ax}\right)$ zu dem Wert $E_0 C_\Omega S \sigma \cos\theta$ tendieren. Für größere Werte von s wird $E_d(s)$ exponentiell abnehmen. Diese Abnahme wird von σ bestimmt. Zwischen diesen beiden Bereichen weist $E_d(s)$ ein Maximum auf, und zwar bei:

$$s_{\max} = \sigma \frac{\sin\theta}{2} \ln \frac{\sin\theta}{2} \quad (5)$$

Dieses Meßverfahren ist aus Eindeutigkeitsgründen nur in dem Bereich $0 < s < s_{\max}$ anwendbar, d.h. in dem Bereich wo der Term

$$\left(1 - e^{-\frac{1}{\sin\theta} \frac{s}{\sigma}}\right)$$

für den Verlauf der Funktion $E_d = f(s)$ maßgebend ist.

3. Helle Farbe auf einer dunklen Walze (Bild 3c)

Dieses und das vorher behandelte Meßverfahren sind ähnlich. Der Photoempfänger weist Licht nach, das aus einem Primärstrahl gestreut wird. Beide Meßverfahren bedürfen einer ähnlichen mathematischen Behandlung. Im folgenden wird die Meßgeometrie behandelt, bei der Einstrahl- und Nachweiswinkel gleich sind.

Der Primärstrahl fällt auf die Farboberfläche unter einem Winkel φ . Da der Brechungsindex der Farbe größer als eins ist, dringt die Strahlung unter einem kleineren Winkel φ' ein, wobei φ und φ' das Snelliussche Gesetz erfüllen. Der

Primärstrahl wird gedämpft, so daß

$$E(s') = E_0 e^{-\frac{(s-s')}{\sigma \cos \varphi'}}$$

wird, wobei $(s-s')$ die Entfernung zur Farbschichtoberfläche ist. Das zwischen s' und $s'+ds'$ zum Photoempfänger gestreute Licht wird gegeben durch

$$dE_d^*(s) = C_\Omega S E(s') ds'$$

Die Konstante C_Ω hängt von der Nachweisgeometrie ab. Diese Strahlung wird aber beim Durchdringen der Farbschicht auch abgeschwächt. Deshalb wird

$$dE_d(s') = E_0 C_\Omega S e^{-2\frac{(s-s')}{\sigma \cos \varphi'}} ds'$$

und der Strahlungsfluß am Empfänger

$$E_d(s) = E_0 C_\Omega S \int_0^s e^{-2\frac{(s-s')}{\sigma \cos \varphi'}} ds'$$

Dabei wird angenommen, daß die dunkle Walze die einfallende Strahlung vollständig absorbiert. Nach der Integration erhält man mit $\sigma' = \frac{\cos \varphi'}{2} \sigma$

$$E_d(s) = E_0 C_\Omega S \sigma' (1 - e^{-\frac{s}{\sigma'}}) \quad (6)$$

Das Meßsignal wäre also vom Typ

$$U(s) = U_\infty (1 - e^{-\frac{s}{\sigma'}}) \quad (7)$$

Dies heißt, daß die zum Photoempfänger abgesendete Strahlung bei zunehmender Schichtdicke asymptotisch zu einem Endwert

tendiert. Das Meßverfahren "Helle Farbe auf dunkler Walze" wäre im Bereich $s < \sigma'$ gut anwendbar.

4. Dunkle Farbe auf einer hellen Walze

Die Meßgeometrie ist dieselbe wie vorher, also wieder jene von Bild 3c. Der Unterschied liegt in der Tatsache, daß die Walzenoberfläche nun nicht mehr lichtabsorbierend, sondern lichtreflektierend bzw. lichtrückstreuend ist.

Im Prinzip handelt es sich um ein Absorptionsverfahren ähnlich dem Durchlichtverfahren. Der Strahl dringt in die Farbschicht bis zur Walzenoberfläche ein, von der er zurückgeworfen wird und erreicht nach einem nochmaligen Durchdringen der Farbschicht unter dem Spiegelwinkel den Lichtdetektor. Bei einer spiegelnden Walzenoberfläche wäre die gestreute Strahlung zu vernachlässigen. Wenn die Walzenoberfläche dagegen streuend und absorbierend ist (z.B. weißer Gummi), ist dies nicht ohne weiteres zulässig. Aus diesem Grund wird beim Eindringen in die Farbschicht aus dem Primärstrahl gestreutes Licht in die Berechnungen einbezogen. Der Beitrag dieser gestreuten Lichtstrahlung zur Bestrahlungsstärke $E_S(s)$ am Photodetektor ist (siehe Gleichung (6))

$$E_S(s) = E_0 C_{\Omega} S \sigma' (1 - e^{-\frac{s}{\sigma'}})$$

Die Bestrahlungsstärke durch den Primärstrahl auf der Walzenoberfläche ist

$$E(o) = E_0 e^{-\frac{s}{\sigma \cos \psi'}}$$

Davon wird ein Anteil C_R zum Photoempfänger zurückgeworfen. Dieser Lichtfluß erfährt bei dem nochmaligen Durchdringen der Farbschicht wieder eine Abschwächung; sein Beitrag $E_R(s)$ zur Bestrahlungsstärke auf dem Photoempfänger ist

$$E_R(s) = C_R E_0 e^{-\frac{2s}{\sigma \cos \psi'}}$$

Die gesamte Bestrahlungsstärke auf dem Photoempfänger ist somit

$$E_d(s) = E_S(s) + E_R(s) = E_0 C_\Omega S \sigma' (1 - e^{-\frac{s}{\sigma' T}}) + E_0 C_R e^{-\frac{s}{\sigma' T}} \quad (8a)$$

oder auch

$$E_d(s) = E_0 C_\Omega S \sigma' + E_0 (C_R - C_\Omega S \sigma') e^{-\frac{s}{\sigma' T}} \quad (8b)$$

Gleichung (8) beschreibt ohne Beschränkungen durch die optischen Eigenschaften der Walzenoberfläche den Zusammenhang zwischen Lichtfluß am Photoempfänger und Schichtdicke beim Auflichtmeßverfahren. Wenn

$$C_\Omega S \sigma' \gg C_R$$

hat man den Fall "Helle Farbe auf dunkler Walze".

Für

$$C_\Omega S \sigma' \ll C_R$$

hat man den Fall "Dunkle Farbe auf heller Walze". Wenn C_R und C_Ω ähnliche Werte haben, sind Auflichtmeßverfahren nicht anwendbar.

Das Verfahren "Dunkle Farbe auf hellem Hintergrund" ist das elektrooptische Meßverfahren, das sich bei der Erprobung unter betriebsähnlichen Bedingungen am besten bewähren konnte. Aus diesem Grund wird jetzt für dieses Verfahren die Beziehung zwischen Meßsignal und Farbschichtdicke ausführlicher analysiert. Nach Gleichung (8b) ist für das Verfahren "Dunkle Farbe auf heller Walze" bis auf eine Konstante ein exponentieller Abfall des Meßsignals zu erwarten.

$$U(s) = U_\infty + U_0 e^{-\frac{s}{\sigma' T}} \quad (9)$$

U_∞ entspricht $E_0 C_\Omega S \sigma'$, also dem Lichtfluß, der von einer sehr

dicken Farbschicht bzw. einer Schicht für die $s \gg \sigma$ zum Lichtempfänger zurückgeworfen würde. Um die Richtigkeit von Gl. (9) zu bestätigen, genügt es, die aus Messungen gewonnenen Diagramme von $U(s)$ über die Farbschichtdicke zu betrachten (Bild 20 a, b).

Aus

$$\ln(U(s) - U_{\infty}) = \ln U_0 e^{-\frac{s}{\sigma'}} \quad (10)$$

ist eine Gerade zu erwarten, und zwar mit der Neigung $1/\sigma'$ und dem Anfangswert $\ln U_0$.

Die drei Konstanten U_{∞} , σ' und U_0 sind abhängig von

- der Farbzusammensetzung, das heißt von $S(\lambda)$ und $K(\lambda)$,
- dem Lichtreflexions- bzw. Rückstreuungskoeffizienten des Walzenmaterials,
- der Meßgeometrie, insbesondere vom Einstrahl- und Nachweiswinkel φ bzw. dem Winkel φ' .

V. Erprobung der Meßverfahren

Zweck der Erprobung war nicht nur die experimentelle Bestätigung der Voraussagen des vorherigen Abschnittes, sondern auch das Prüfen der Tauglichkeit der Meßverfahren bei der Durchführung von Messungen an Produktionsdruckmaschinen. Die Erfüllung von drei der in der Einführung aufgestellten Bedingungen:

3. Der Meßwert müßte durch die Oberflächenrauigkeit des Farbfilmes unbeeinflusst bleiben,
7. Die Meßköpfe müßten robust und vibrationsunempfindlich sein,
8. Die Meßköpfe sollten wenig Wartung verlangen,

ist nur durch Erprobung unter einsatzähnlichen Bedingungen nachprüfbar. Besondere Aufmerksamkeit muß der Bedingung 3 gewidmet werden. Beim Spaltungsvorgang einer Farbschicht nach

dem Walzenspalt gibt es Blasenbildungs- bzw. Kavitationser-scheinungen, die zur Farbfadenbildung führen. Wenn diese Fäden brechen und sich zusammenziehen, entsteht an der Stelle jedes Fadens auf der Farbfilmoberfläche eine Rauigkeitsspitze /8/ /9/ /17/ /17/ /19/. Dieses Bilden und Brechen von Farbfäden, bei dem auch ein Farbnebel entstehen kann, und zwar beim Brechen an zwei oder mehr Stellen, wird in Bild 7 schematisch angedeutet. Es muß erwähnt werden, daß mit zunehmender Druckgeschwindigkeit die flächenbezogene Farbfadendichte zu-nimmt; aus diesem Grunde nimmt die Oberflächenrauigkeit mit der Geschwindigkeit ab. Die Farbfilmoberflächenrauigkeit stellt das größte Hindernis für die Anwendung elektrooptischer Farbschichtdickenmeßverfahren dar. Die Erprobung der Meßver-fahren mußte aus diesem Grund auf angetriebenen Mehrwalzen-systemen erfolgen.

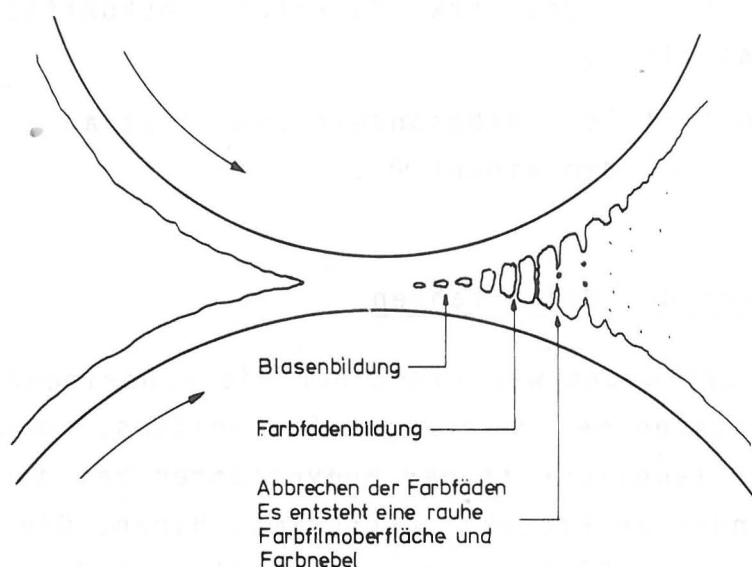


Bild 7 Entstehen von Farbnebeln und einer rauhen Farbfilm-oberfläche nach einem Walzenspalt. Nach anfänglicher Bildung von Blasen (Kavitationsvorgang) werden Farbfäden gezogen. Beim Brechen und Zurückziehen der Fäden entsteht eine sehr rauhe Oberfläche. Wenn die Fäden an zwei oder mehr Stellen brechen, entsteht außerdem Farbnebel.

Es wurde mit und ohne Farbfluß gearbeitet. Kleine, leicht aus-tauschbare Probewalzen wurden gegen eine Gummiwalze des Meß-walzensystems angepreßt (Bild 8). Die Achse für die Probe-walzen ist in Kugellagern gelagert, um ein reibungsarmes Drehen

zu gewährleisten. Beim Einfärben der Walzensysteme wird, da sie mit Verreiberwalzen bestückt sind, bald eine gleichmäßige Verteilung der Farbe erreicht. Wenn die Probewalze gegen eine Gummiwalze angestellt wird, erfolgt eine Farbübertragung zur

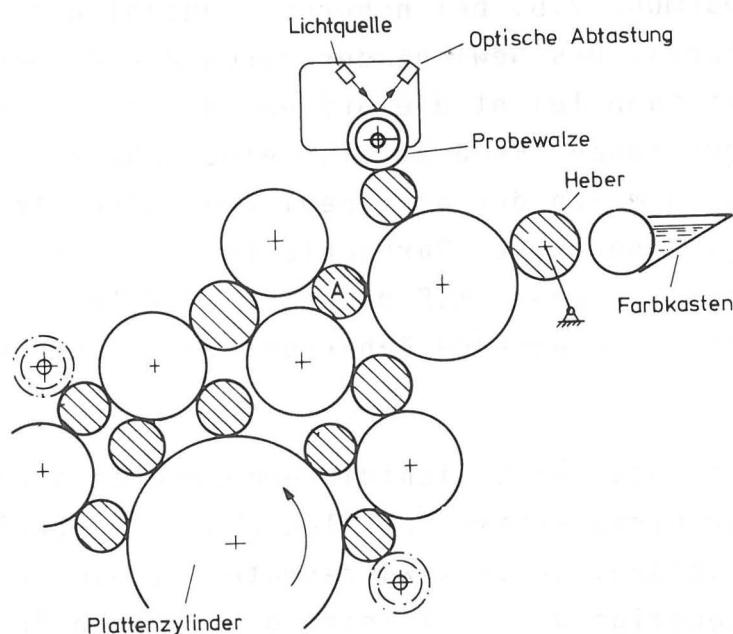


Bild 8 Mehrwalzensystem das zur Erprobung der Meßverfahren angewendet wurde. Es handelt sich um das Farbwerk einer Modell-Druckmaschine. Für Messungen ohne Farbfluß wurde der Heber abgestellt und die Gummiwalze A entfernt. Bei Messungen mit Farbfluß wurde die Probewalze auch nahe an den Plattenzylinder montiert (mit Punktlinien angedeutet).

Probewalze bis das Gleichgewicht erreicht wird /20/. Im Gleichgewichtszustand ist derselbe Wert der Farbschichtdicke bzw. flächenbezogenen Farbmasse auf der Gummiwalze des Walzensystems und auf der Probewalze zu erwarten. Die Schichtdicke auf den Probewalzen, die leicht abnehmbar sind, kann gravimetrisch bestimmt werden. Diese gravimetrische Schichtdickenbestimmung kann als eine absolute Messung angesehen werden. Sie liefert einen zuverlässigen Mittelwert der Schichtdicke. Sie wird direkt aus der gewogenen Farbmasse (g), der eingefärbten Fläche der Probewalze (cm^2) und der Dichte der Farbe (g/cm^3) berechnet. Die Messung erfolgt ohne Berührung der eingefärbten Fläche, und ist, abgesehen von der Lösemittelverdunstung und vom Temperatureinfluß frei von systematischen Fehlern. Die erstgenannte Fehlerquelle stört bei Hochdruck-

und Offsetdruckfarben wenig, weil diese Farben keinen oder nur einen kleinen Anteil an leicht flüchtigen Lösemitteln enthalten. Die zweitgeannte Fehlerquelle kann jedoch sehr störend werden. Besonders bei elastomeren Walzen führt nämlich die Erwärmung z.B. bei höheren Drehzahlen zu Ausdehnung des Gummibelages. Das Gewicht der durch die Ausdehnung verdrängten Luft kann leicht die Größenordnung des Gewichtes des Farbfilmes erreichen. Es gibt also eine schwer einschätzbare Fehlerquelle, nämlich der archimedische Luftauftrieb, der dünnere, sogar "negative" Farbschichtdicken vortäuschen kann. Vor Beginn der Messungen muß deshalb die Walze ihre der Geschwindigkeit entsprechende Beharrungstemperatur erreicht haben.

Die optoelektronischen Schichtdickenmeßanordnungen wurden direkt an der eingefärbten Oberfläche der Probewalze angeordnet. Je nachdem, welches Walzenmaterial bzw. welche Walzenoberfläche benötigt wurde, konnten die kleinen Probewalzen schnell und mit wenig Aufwand angefertigt und eingesetzt werden.

Um eine Kurve Schichtdicke versus Meßsignal für eine elektrooptische Schichtdickenmeßanordnung zu erhalten, wurde wie folgt vorgegangen. Zuerst wurde die Probewalze noch frei von Farbe gewogen. Als zweiter Schritt wurde die Probewalze an das Mehrwalzensystem montiert und das Walzensystem eingefärbt. Nach Erreichen des Gleichgewichtes und mit dem Mehrwalzensystem in Bewegung wurde das Meßsignal aus der elektrooptischen Meßanordnung registriert. Danach wurde die Walze abmontiert und gewogen. Aus dem Gewichtsunterschied zwischen eingefärbter Walze und farbfreier Walze konnte die Schichtdicke bestimmt werden. Diese Schichtdicke und das gemessene Signal ergaben dann einen Meßpunkt der Kurve.

Um weitere Punkte zu erhalten, wurde mehr Farbe der Mehrwalzenanordnung aufgespachtelt bzw. der Farbfluß erhöht und die Prozedur wiederholt.

Um die Probewalzen wiegen zu können, mußte ihr Gesamtgewicht

unter der Belastbarkeitsgrenze der Präzisionswaage liegen. Für die hier angewendete Waage, vom Typ Mettler H 20 T, ist die maximale Belastbarkeit 160 g. Dieses Maximalgewicht begrenzt die Größe der Probewalze. Wenn die Untersuchungen eine größere Walze verlangten, wie im Falle der Erprobung der Meßgeometrie mit seitlicher Beleuchtung, wurde an einer der Walzen des Mehrwalzensystemes gemessen. Unter der Annahme gleicher Schichtdicken im Gleichgewichtszustand wurde auch hier die Schichtdicke durch Wiegen der Probewalze bestimmt.

Der Wiegefehler führt bei der gravimetrischen Schichtdickenbestimmung zu Fehlern um etwa $\pm 0,05 \mu\text{m}$.

Die Geschwindigkeit der Walzenanordnung konnte stufenlos eingestellt werden, und zwar bis zu einer Umfangsgeschwindigkeit (bzw. Bahn- oder Bogengeschwindigkeit) von 4,5 m/s.

1. Das Druchlichtmeßverfahren

Dieses Meßverfahren verlangt durchsichtige Walzen, und dies ist schon ein gravierender Nachteil. Die üblichen Metall- bzw. Metall-elastomeren Walzen eines Druckwerkes durch durchsichtige Walzen zu ersetzen, ist schwer durchführbar und sehr aufwendig. Ein Ausweg wäre es, wie beim PIRA-Schichtdickenmeßgerät /5/, gegen die Walzen der Druckmaschine eine durchsichtige Hilfswalze anzupressen. Diese Meßmethode hätte damit die Nachteile, die für alle Schichtdickenmeßmethoden mittels Hilfswalzen gelten. Man geht von der Annahme aus, daß sich einige Zeit nach einer Änderung der Farbschichtdicke auf der Hauptwalze ein Gleichgewicht mit gleichen Farbschichtdicken auf Haupt- und Hilfswalzen einstellen wird /20/. Da man abwarten müßte, bis dieses Gleichgewicht sich einstellt, wäre die Meßmethode von Anfang an sehr träge. Außerdem kann die Annahme, daß im Gleichgewichtszustand beide Schichtdicken gleich sind bzw. daß die Einstellzeit des Gleichgewichtes mindestens in erster Näherung konstant und abschätzbar ist, vor allem bei Anwesenheit von Verunreinigungen, in Frage gestellt werden. Erst nach einer Gleichverteilung der Verunreinigungen in beiden

Farbschichten wäre eine symetrische Farbspaltung zu erwarten. Aus den oben genannten Gründen erfüllt dieses Meßverfahren die Erfordernisse einer "zuverlässigen on-line" Meßmethode nicht. Dies machte eine experimentelle Erprobung überflüssig.

Dieses Verfahren wurde theoretisch nur deshalb behandelt, weil es trotz allem das am meisten angewendete elektrooptische Farbschichtdickenmeßverfahren ist /4/, /5/, /6/, /7/. Es stellt außerdem ein sinnvolles Einführungsbeispiel dar.

2. Seitliche Beleuchtung

Die experimentelle Erprobung dieser Meßgeometrie wurde an einer Walze aus einem durchsichtigen Elastomer, einem marktüblichen Walzenbelag, durchgeführt. Wegen der relativ hohen Abschwächung des Strahles im Elastomer wurde mit einem Lichtleitfaserbündel beleuchtet. Diese Lichtquelle war mit einer 150 Watt Xenon Höchstdrucklampe (Typ XBO 150 W GS OFR, Osram) bestückt. Die Modulation des Lichtstrahles erfolgte mittels eines mechanischen Choppers (schnelldrehendes Schlitzrad). Wegen des kleinen Einstrahlwinkels (siehe Bild 3b) wurde eine eher lange Walze für diesen Versuch benötigt. Damit schied die Probewalze aus und es mußte an der Gummiwalze einer Mehrwalzenanordnung gemessen werden. Die Farbschichtdicke wurde indirekt durch Wiegen einer aufsetzbaren Probewalze bestimmt. Diese Probewalze rollte während des Einfärbens und der Messung gegen die Gummiwalze. Bild 9 zeigt den ermittelten Zusammenhang zwischen der Schichtdicke und dem Meßsignal. Außer der Kurve für lasierende Magenta-Farbe ist darin die Kurve für eine eins zu eins Mischung von Druckfarbenfirnis und Deckweiß (titandioxyd-pigmentierte Druckpaste) zu sehen, welche infolge der stärkeren Streuung zu relativ großen Meßsignalen führt. Daß selbst für die Schichtdicke $s=0$ ein von Null verschiedenes Meßsignal registriert wurde, kann auf die Oberflächenrauigkeit der Walze zurückgeführt werden. Der Verlauf beider Kurven bestätigt die Voraussagen von Abschnitt IV, denn:

- a) Die Kurven zeigen zuerst einen Anstieg, der dann von einem exponentiellen Abfall gefolgt wird (siehe Gleichung (4)).

- b) Die Kurve für die stärker streuende, deckweißhaltige Mischung zeigt ein viel höheres Maximum, als die für die lasierende Magentafarbe. Die Schichtdicke beim jeweiligen Maximum ist aber bei der lasierenden Farbe höher als bei der stärker streuenden Mischung (Siehe Gleichungen (4) und (5)). In dem angewendeten roten Spektralbereich war bei der deckweißhaltigen Mischung die Streuung maßgebend für den Dämpfungskoeffizienten σ .

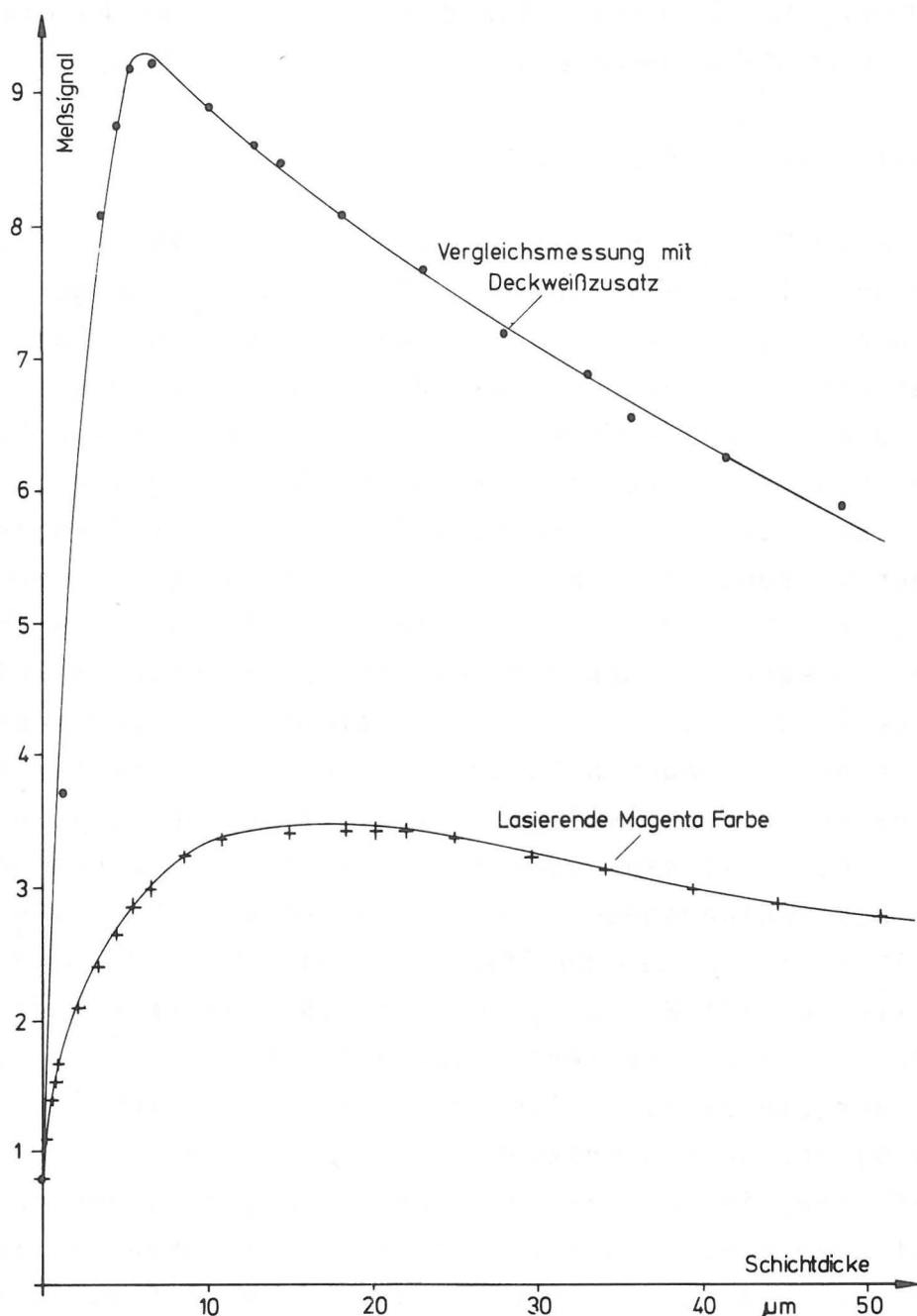
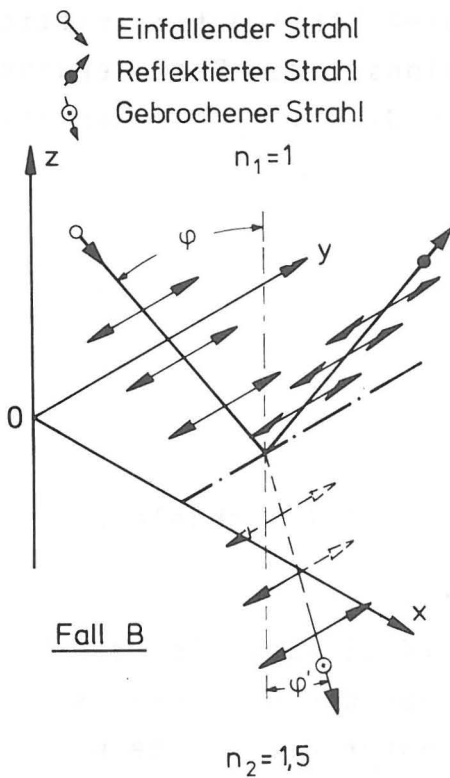


Bild 9 Diagramm Meßsignal versus Farbschichtdicke für das Meßverfahren "seitliche Beleuchtung" für Magenta-Druckfarbe der Europa-Skala und für stark streuendes Deckweiß.

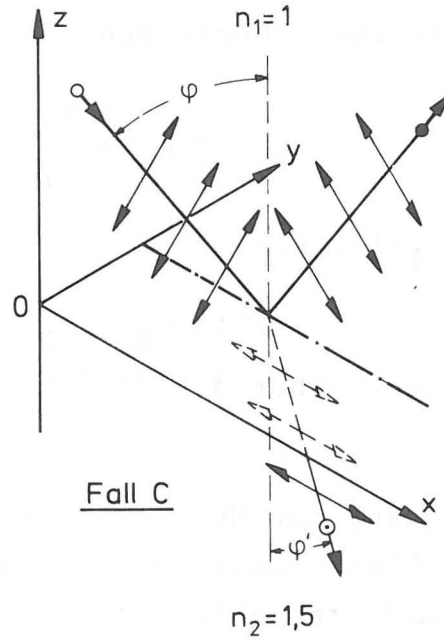
Es wurde aber auch festgestellt, daß diese Meßgeometrie wegen der Dämpfung und Streuung im Elastomer nur in den Bereichen der Walze anwendbar ist, die zwischen 5 cm und 15 cm von den Walzenenden entfernt liegen. Dies und die Notwendigkeit, die wenig biegsamen Lichtleitfaserbündel bis zu den Walzenenden führen zu müssen, läßt das Meßverfahren als weniger geeignet erscheinen. Da das Ersetzen der Metallwalzen durch durchsichtige Walzen, z.B. aus Plexiglas, eine größere, hier ausgeschlossene Abänderung der Druckmaschine darstellt, gab es keinen Grund mehr, diese Meßgeometrie genauer zu untersuchen.

3. Helle Farbe auf dunkle Walze

Bei diesem Meßverfahren sind Werte von E_d bzw. Meßsignale zu erwarten, die zusammen mit der Schichtdicke steigen (siehe Gleichung (7)). Dies bedeutet, daß bei geringen Farbschichtdicken mit einem eher kleinen Wert von E_d zu rechnen wäre. Unter diesen Bedingungen könnte das Glanzlicht ein beträchtlicher Störfaktor werden. Man darf nicht vergessen, daß, bedingt durch die schon erwähnte Rauhigkeit der Farboberfläche auf den Walzen, das Glanzlicht in einem größeren Raumwinkelbereich reflektiert wird. Da die Glanzeigenschaften des Farbfilmes im wesentlichen von der keinesfalls gleichbleibenden Rauhigkeit der Farboberfläche bestimmt wird, würde das Glanzlicht eine kaum ausschaltbare Quelle systematischer Fehler darstellen. Der Reflexionskoeffizient und damit auch der Glanzlichtanteil kann aber für polarisiertes Licht bei geeigneter Bestrahlungsgeometrie bis zu dem Wert Null sinken /21/: Bild 10 zeigt diesen Koeffizienten für die Reflexion auf einem Dielektrikum mit Brechungsindex $n=1,5$. Man kann feststellen, daß für nicht polarisiertes (Bild 10, Kurve A) bzw. für senkrecht zur Einfallsebene linearpolarisiertes Licht Bild 10, Kurve B) der Reflexionskoeffizient bis zu einem Einfallswinkel von 25° bzw. 40° nahezu konstant bleibt, bei noch größerem Winkel aber stetig zunimmt. In der Einfallsebene polarisiertes Licht zeigt (Bild 10, Kurve C) aber einen Reflexionskoeffizienten gleich Null bei einem Einfallswinkel φ_B von etwa 56° . Mit anderen Worten, bei diesem Winkel wird in der Einfallsebene



für $z > 0$, $n_1=1$ (Luft)
 für $z < 0$, $n_2=1,5$ (Dielektrikum)



— · — · — Schnittlinie der Polarisations Ebenen mit der x-y Ebene

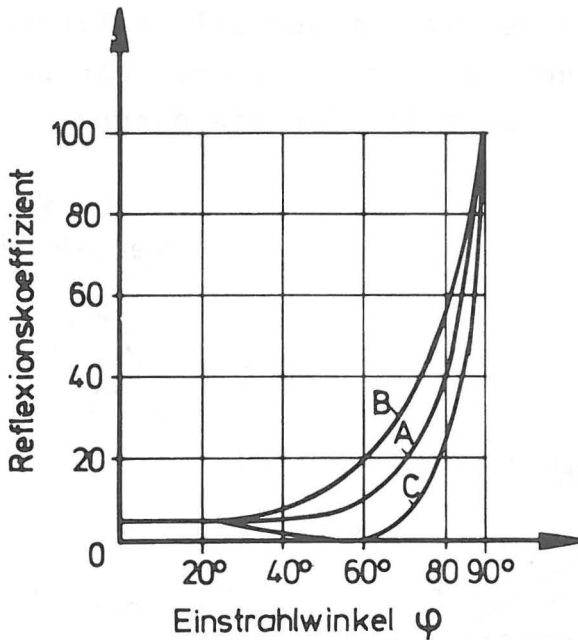


Bild 10

Der an der Oberfläche durchsichtiger Körper (Dielektrikum) auftreffende Strahl wird teilweise reflektiert und teilweise in dem Körper gebrochen. Die Anteile hängen vom Brechungsindex des Körpers n_2 , vom Einfallswinkel φ und von der Polarisationssebene ab. Ist die Polarisationssebene identisch mit der Einfallsebene (Fall C), so wird das einfallende Licht ohne Reflexion in dem Körper gebrochen, und zwar dann, wenn der Einfallswinkel die Bedingung $\tan \varphi_B = n_2$ erfüllt. Der Winkel

φ_B wird Polarisations- oder Brewsterwinkel genannt. Senkrecht der Einfallsebene polarisiertes Licht (Fall B) weist immer einen Reflexionsanteil auf. Dasselbe gilt für unpolarisiertes Licht (Fall A). Hier liegt eine Superposition der Fälle B und C vor.

polarisiertes Licht vollständig ins Dielektrikum transmittiert. Dieser Einstrahlwinkel wird Polarisations- oder Brewsterwinkel genannt. Ganz allgemein kann man diesen Winkel φ_B aus der folgenden Gleichung berechnen:

$$\operatorname{tg} \varphi_B = \frac{n_2}{n_1}$$

und für $n_1=1$ (Luft)

$$\operatorname{tg} \varphi_B = n_2$$

Ausführliches über dieses Thema kann in /16/ nachgelesen werden.

Bei Anwendung der Meßgeometrie von Bild 11 wäre also der Einfluß des Glanzlichtes ausgeschaltet. Nur die Rauigkeitsspitzen und -talsohlen reflektierten unter dem Spiegelwinkel Glanzlicht zum Photoempfänger. Aber hier dringt die Lichtstrahlung, die das Polarisationsfilter durchläßt, reflexionsfrei in den Firnis ein. Es wurde mit dem Wechsellichtverfahren und mit rotemittierenden LED gemessen, und zwar bei Anwendung der Meßgeometrie von Bild 11. Für die durchge-

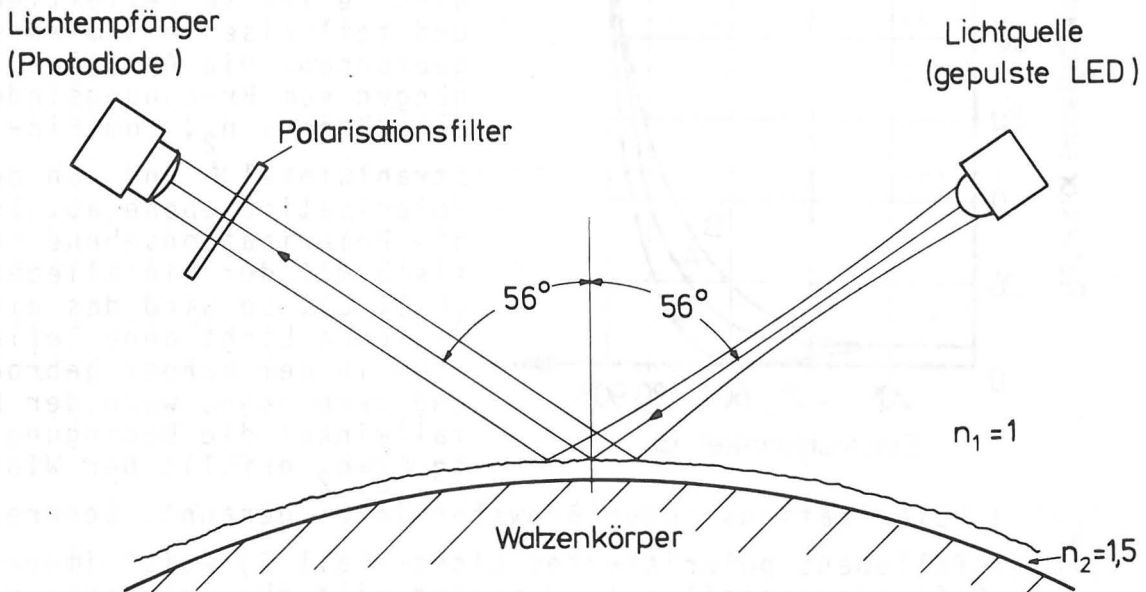


Bild 11 Glanzlichtfreie Meßgeometrie. Es wird nur in der Einstrahlebene polarisiertes Licht nachgewiesen. Beleuchtung und Nachweis erfolgen unter dem Polarisationswinkel.

fürten Versuchsreihen wurde gelbe Farbe benutzt. Wegen der geringen Streuung lasierender Farben bestünde die Möglichkeit, bei Anwendung des Verfahrens "Helle Farbe auf dunkler Walze" verhältnismäßig dicke Farbschichten zu messen. Um den Anwendungsbereich des Verfahrens zu bestimmen, wurde zuerst mit der vorher beschriebenen Meßgeometrie auf Farbfilmen gemessen, die auf eine Platte aus schwarzem Kunststoff aufgerakelt wurden. Farbfilme ab $50\text{ }\mu$ ließen sich problemlos aufrakeln. Bild 12a zeigt das Ergebnis. In Bild 12b wird auch halblogarithmisch ($U_{\infty}-U(s)$) versus Schichtdicke aufgetragen. Wie aus Gl. (7) vorauszusehen war, stellt man einen linearen Verlauf fest. Bei Erprobung des Verfahrens an Walzensystemen erwies es sich als ungeeignet für Messungen auf oberflächenrauen Farbfilmen. Nur bei zusätzlichem Einbau eines Glättebleches (Bild 13) konnten die Schwierigkeiten behoben werden. Die Glätteeinrichtung aber bedeutete einen Eingriff in die rheologischen Eigenschaften des Farbfilmes. Sie konnte nur auf elastomeren Walzen angewendet werden und verlangte eine genaue Einstellung der Anpreßkraft gegen die Walze. Die Glätteeinrichtung erlaubte es aber festzustellen, daß bei Anwendung des Verfahrens "helle Farbe auf dunkler Walze" auf einer Druckmaschine eine weitere, unvorhergesehene Schwierigkeit vorhanden ist: Der Wert U_{∞} (Gl. (7)) wird von lichtabsorbierenden Verunreinigungen herabgesetzt. Selbst geringe Mengen solcher Verunreinigungen reichen schon aus, um beträchtliche Änderungen von U_{∞} zu verursachen. Spuren anderer Farben, die in der Druckmaschine vorhanden waren, machten jeden Meßversuch unmöglich. Selbst nach gründlicher Reinigung der Druckmaschine mit Farbfluß konnte man eine Verunreinigung der gelben Farbe feststellen.

Man kann nicht ausschließen, daß Pigment- oder Farbstoffspuren auch aus dem Elastomere der Walzen herausgelöst werden. Es ist dabei zu betonen, daß diese Verunreinigungen der Druckfarbe kaum eine Wirkung in einer 1 bis $4\text{ }\mu$ dicken Schicht auf weißem Papier zeigt. Näheres über die Wirkung kleinerer Mengen lichtabsorbierender Stoffe in streuenden Medien siehe /2/, /23/.

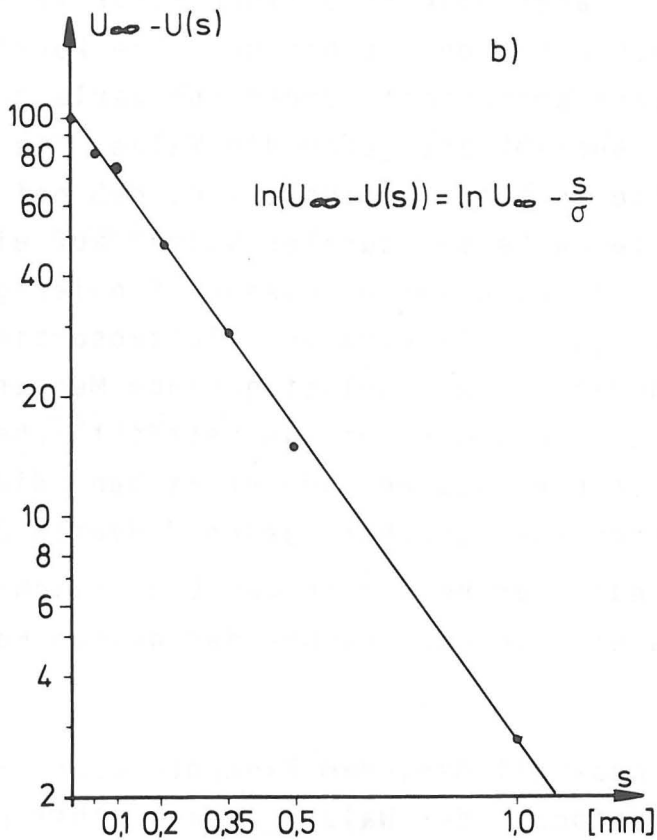
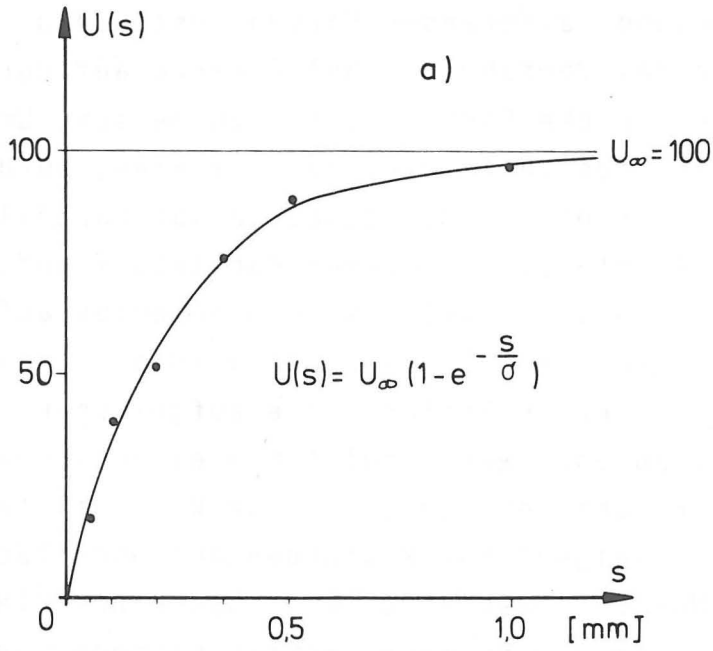


Bild 12 Meßsignal versus Farbschichtdicke für das Meßverfahren "Helle Farbe auf dunkler Walze" (Bild 12a). Bei dem Diagramm $(U_{\infty} - U(s))$ versus Farbschichtdicke auf halb-logarithmischem Papier ist ein linearer Verlauf festzustellen (Bild 12b).

Das Meßverfahren "Helle Farbe auf dunkler Walze" ist, zusammenfassend gesagt, insbesondere für die Messung dicker Farbschichten geeignet, verlangt aber eine glatte Farbfilmoberfläche und verträgt keine Verunreinigungen der Farbe. Damit bleibt eine einzige, allerdings wichtige Anwendung für dieses Verfahren bei der Untersuchung von Farbwerken: Die Messung der Farbschichtdicke an der Duktoralwalze zwischen Farbmesser und Heberwalze.

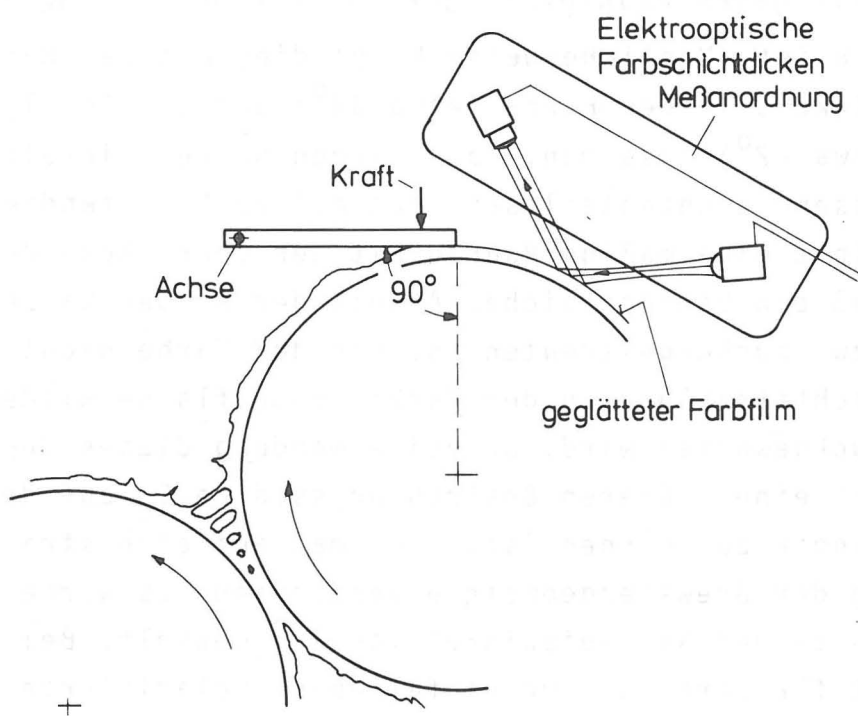


Bild 13 Glättteeinrichtung zur Unterdrückung der Oberflächenrauigkeit des Farbfilmes.

4. Dunkle Farbe auf heller Walze

Wie schon früher gesagt, reichen schon 1 bis 4 μ dicke Druckfarbschichten, um Lichtstrahlung im Absorptionsspektralbereich nahezu vollständig zu absorbieren. Um einen größeren Farbschichtdickenbereich zu erfassen, wurde ein Gemisch von zwei Buntfarben angewendet, und zwar Cyan und Gelb. Die elektrooptischen Meßköpfe benutzen auch hier gepulste rote LED als Lichtquelle (Wechsellichtverfahren). Die rote Lichtstrahlung wurde von den Cyan-Pigmenten absorbiert; die gelbe

Farbe im Gemisch erlaubte, die Konzentration von Cyan-Pigmenten herabzusetzen ohne Änderung der rheologischen Eigenschaften der Farbe. Ein Verhältnis von vierzig Teilen Gelb zu einem Teil Cyan hat sich als geeignet gezeigt. In den ersten Versuchen wurde auch, um Glanzlicht auszuschalten, mit polarisiertem Licht und unter 56° Beleuchtungs- und Nachweiswinkel gemessen (Bild 11). Es stellte sich aber heraus, daß diese Meßgeometrie gegen Rauigkeit der Farbfilmoberfläche besonders empfindlich ist. Möglicherweise hängt dies mit der Nähe des Brewsterwinkels in der Farbe (etwa 34°) und dem Totalreflexionswinkel (etwa 42°) zusammen. Da zwischen beiden Winkeln der durchgelassene Lichtanteil sehr schnell zu Null tendiert, könnte selbst eine mäßige Rauigkeit der Oberfläche dazu führen, daß ein beträchtlicher Anteil der an der Walze reflektierten bzw. zurückgestreuten und von der Farbe nicht absorbierten Lichtstrahlung an der Farbfilmoberfläche wieder zur Walze zurückgeworfen wird. Da bei Anwendung dieses Meßverfahrens mit einer höheren Bestrahlungsstärke E_d auf dem Lichtempfänger zu rechnen ist, kann man auf eine strikte Einhaltung der Brewstergeometrie verzichten. Es wurde ein Beleuchtungs- und Nachweiswinkel von 40° gewählt. Bei diesem Winkel ist für parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht der reflektierte Anteil noch immer klein (siehe Bild 10).

Mit dieser Meßgeometrie und auf glanzpolierten Metallwalzen waren die Ergebnisse noch immer nicht zufriedenstellend. Bild 14 zeigt eine Familie von experimentellen Kurven $U(s,v)$ versus Tangentialgeschwindigkeit v . Die unerwünschte Abhängigkeit über die Tangentialgeschwindigkeit ist auf die Oberflächenrauigkeit der Druckfarbe zurückzuführen. Sie hängt /18/, /19/ bekanntlich von der Umfangsgeschwindigkeit der Walzen ab.

Der anfangs nahezu parallele Lichtstrahl erfährt beim Eindringen und beim Verlassen des Farbfilmes eine Streuung durch die Oberflächenrauigkeit des Farbfilmes (Bild 15). Dadurch wird der Strahlungsfluß am Lichtempfänger herabgesetzt. Es ist anzunehmen, daß der Verlauf der Kurve von der schwer erfaß-

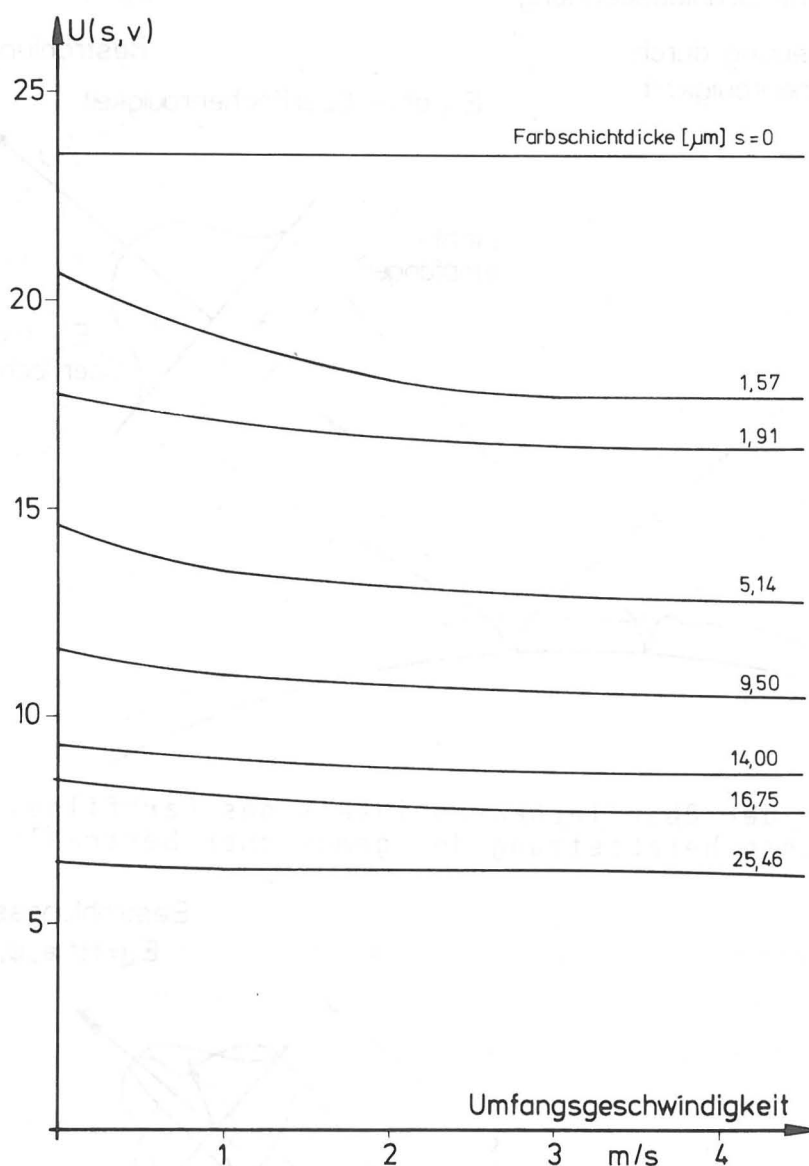


Bild 14 Meßsignal versus Umfangsgeschwindigkeit für Farbschichtdicken im Bereich 0-30 μ . Meßverfahren "dunkle Farbe auf heller Walze", auf einer spiegelpolierten Messingwalze angewendet.

baren Oberflächenrauigkeit des Farbfilmes stark beeinflusst wird. Um einen Ausweg zu finden ist es notwendig, diese Streuung, die durch Brechung an der rauhen Farbfilmoberfläche verursacht wird, genauer zu betrachten. Man kann diese Streuung durch eine Winkelverteilungsfunktion charakterisieren. Sie würde der Strahlungsflußdichte bei Beleuchtung mit einem dünnen, parallelen Lichtstrahl entsprechen (Bild 16). Sie wäre die Funktion von zwei Winkeln, ein Winkel φ , der in der Einfallsebene liegt, und ein Winkel θ , senkrecht der Einfallsebene. Es

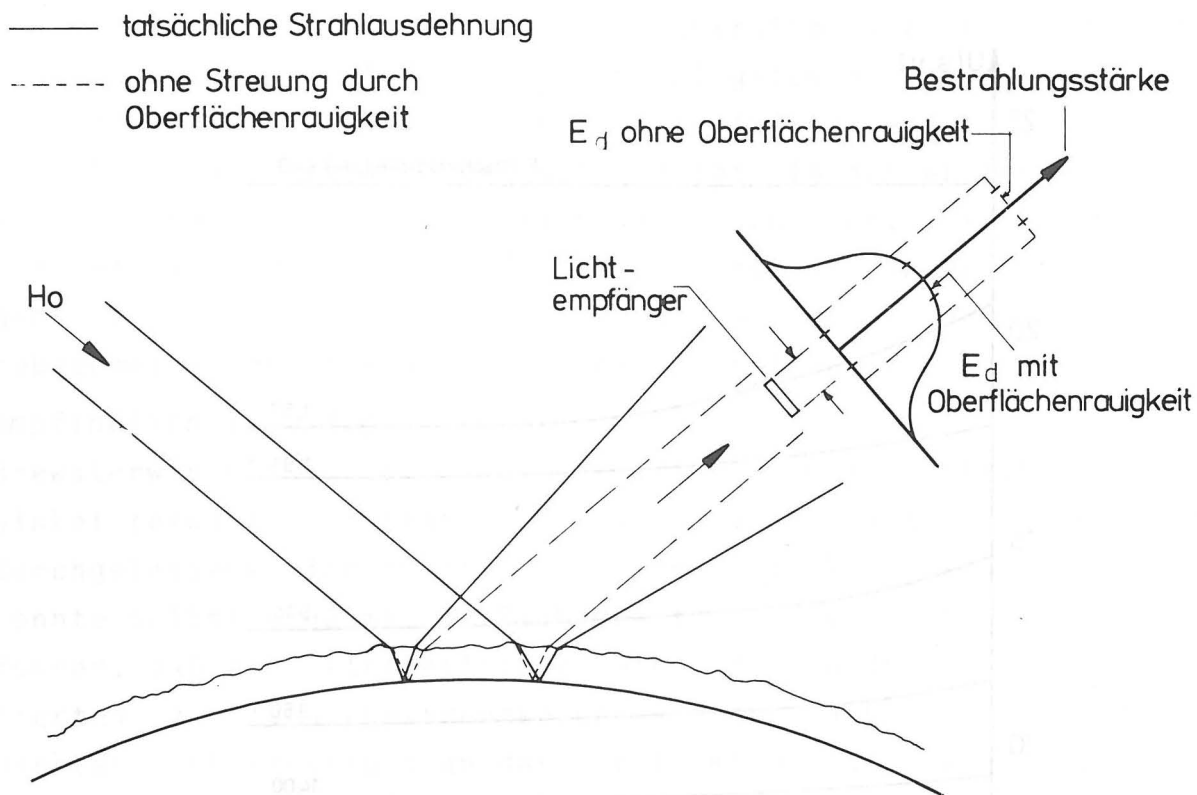


Bild 15 Von der Oberflächenrauigkeit des Farbfilmes verursachte Herabsetzung der gemessenen Bestrahlungsstärke.

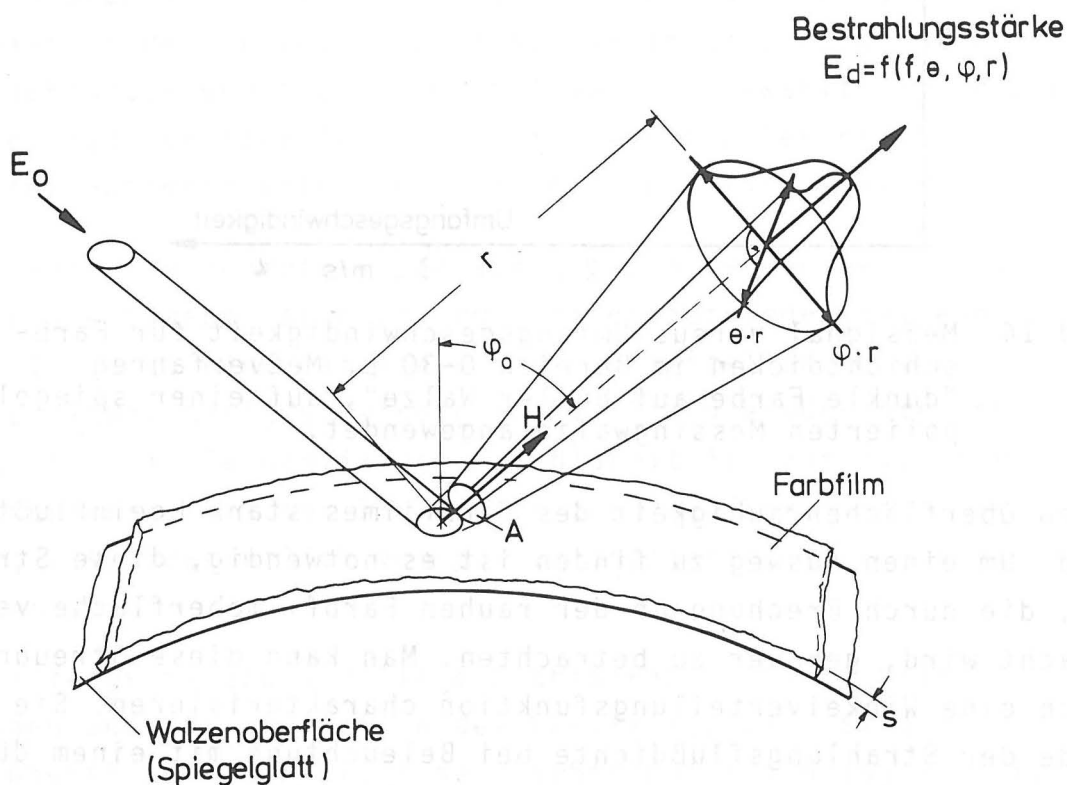


Bild 16 Winkelverteilung der Bestrahlungsstärke durch oberflächenrauigkeitsbedingte Streuung.

ist sinnvoll anzunehmen, daß

1. diese Verteilung bei $\varphi=0$, $\theta=0$ ein Maximum aufweist,
2. die Streuung in einem engen Raumwinkel erfolgt.

Diese beiden Bedingungen werden z.B. von einer Sinus-Oberflächenwelligkeit erfüllt: In einer Sinus-Welle zeigt die Neigung Null die höchste Häufigkeit; die Neigung und daher die Strahlablenkung bleibt in Grenzen. Im allgemeinen sind also Glockenfunktionen zu erwarten. Man kann die Wirkung der Streuung bei Anwendung einer Verteilungsfunktion vom Typ

$$V(\varphi, \theta) = \frac{1}{C} e^{-\left(\frac{\varphi^2}{2\Phi^2} + \frac{\theta^2}{2\Theta^2}\right)} \quad (11)$$

untersuchen. In diesem Ansatz ist $C=2\pi\Phi\Theta$ ein Normalisierungsfaktor.

Die vorgeschlagene Funktion setzt die Annahme voraus, daß Φ und Θ viel kleiner als $\frac{\pi}{2}$ sind.

Da die Entfernung r zwischen Meßfleck und Lichtempfänger viel größer als die Meßfleckabmessungen ist (Bild 16), darf man für den Fall einer polierten Metallwalze (Spiegelreflexion) schreiben

$$E_d(r, \theta, \varphi) = \frac{EA}{r^2} V(\theta, \varphi)$$

Dabei ist E die Bestrahlungsstärke des Strahles, der die Farboberfläche verläßt, und A seine Querschnittsfläche. Da in diesen Berechnungen die Abhängigkeit über die Schichtdicke s nicht einbezogen wird, wird s weggelassen.

Maßgebend ist die Bestrahlungsstärke am Ort des Lichtempfängers, dies heißt, für $\theta=0$ und $\varphi=0$. Sie ist:

$$E_d(r, 0, 0) = \frac{1}{2\pi} \frac{A}{r^2} \frac{1}{\Theta} \frac{1}{\Phi} E$$

In der hier erprobten Meßanordnung sind:

$$r = 25 \text{ mm}$$

$$A = 7 \text{ mm}^2$$

Für $\Phi=15^\circ$ und $\Theta=5^\circ$, entsprechend dem größten beobachteten Streukegel, wäre:

$$E_d(r,0,0) = 0,08 E$$

Dies bedeutet, daß die Bestrahlungsstärke in der Mitte der Photodiode je nach Oberflächenrauigkeit etwa 120 mal kleiner wäre als ohne Streuung durch Brechung an einer rauhen Farbfilmoberfläche. Die unerwünschte Wirkung der Streuung wird allerdings durch die endliche Fläche des Lichtempfängers gemildert. dies könnte zur Schlußfolgerung führen, daß bei Anwendung großflächiger Lichtempfänger kein Lichtflußverlust durch Streuung vorhanden wäre.

Diese Lösung hätte aber die folgenden Nachteile:

1. Man hätte keinen definierten Meßwinkel. Die Störwirkung von Glanzlicht und Totalreflexion wäre kaum auszuschalten.
2. Mit $r=25 \text{ mm}$, $\Phi=15^\circ$, $\Theta=5^\circ$ sollte die empfindliche Fläche des Photohalbleiters, um etwa 95% der Lichtstrahlung empfangen zu können, etwa 70 mm^2 betragen. Silizium-Photoempfänger mit einer so großen empfindlichen Fläche sind aber für das Wechsellichtverfahren weniger geeignet.

Eine andere Möglichkeit wäre, Walzen mit weißer, in alle Richtungen streuender Oberfläche anzuwenden. Eine ideale weiße Fläche würde einfallende Lichtstrahlung, unabhängig von der Beleuchtungsrichtung, in den gesamten freien Raum zurückstreuen (Bild 17). Die Winkelabhängigkeit wird durch das Lambert'sche Gesetz

$$E(r,\gamma) = E(r,0) \cos \gamma \quad (12)$$

gegeben /2/, /22/. Darin ist γ der Winkel zwischen Meßrichtung und Senkrechter zur weißen Fläche (Bild 17). Dispersionen

hochbrechender Pigmente in durchsichtigen Einbettungsmaterialien zeigen ein Rückstreuerverhalten, das in guter Näherung durch das Lambert'sche Gesetz beschrieben wird. Da auch Walzenmaterialien dieser Art erhältlich sind, wird jetzt die Wirkung der Oberflächenrauigkeit eines Farbfilmes auf eine Walze, bei der Annahme, daß die Lichtrückstreuung dem Lambert'schen Gesetz folgt, untersucht.

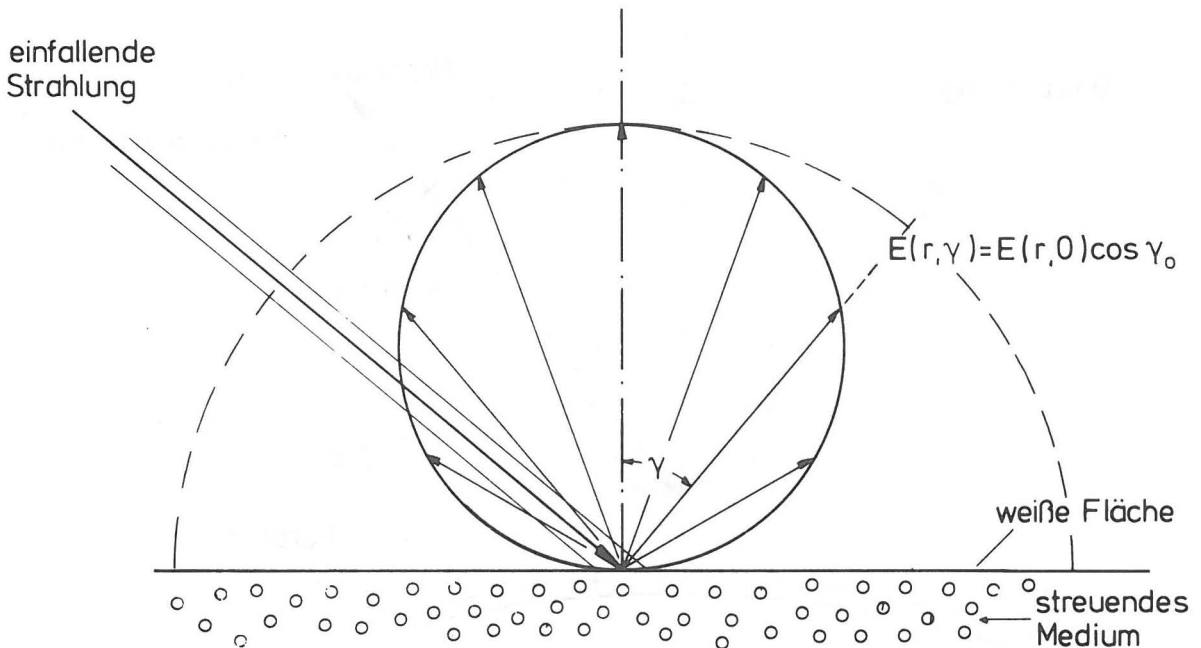


Bild 17 Die Winkelverteilung der von einer weißen Oberfläche zurückgeworfenen Strahlung ist in guter Näherung (und zwar unabhängig vom Einstrahlwinkel) proportional zum Kosinus des Beobachtungswinkels γ .

Wenn der Farbfilm eine glatte Oberfläche hätte, könnte man die Bestrahlungsstärke $E(r, s)$ mit Gleichung (2) beschreiben. Da im folgenden die Entfernung Meßfleck-Lichtempfänger konstant bleibt, wird r weggelassen. Außerdem ist (Bild 18):

$$\gamma = \sqrt{(\varphi_0 + \varphi)^2 + \theta^2}$$

Die zueinander senkrechten Winkel φ und θ definieren gemäß Bild 18 die Richtung der Rückstreuung bezogen auf die Nachweisrichtung. Gleichung (12) wird damit zu

$$E(\varphi_0 + \varphi, \theta) = E(\varphi_0 + \varphi = 0, \theta = 0) \cdot \cos \sqrt{(\varphi_0 + \varphi)^2 + \theta^2} \quad (13)$$

Mit einem oberflächenrauen Farbfilm wird Strahlung, die zum Empfänger gerichtet war, in andere Richtungen abgelenkt; es wird aber auch Strahlung aus anderen Richtungen zum Empfänger umgelenkt. Wenn diese Vorgänge sich kompensieren würden, sollte die Oberflächenrauigkeit des Farbfilmes das Meßsignal kaum beeinflussen. Im folgenden wird versucht festzustellen, inwieweit solch ein Ausgleich stattfindet.

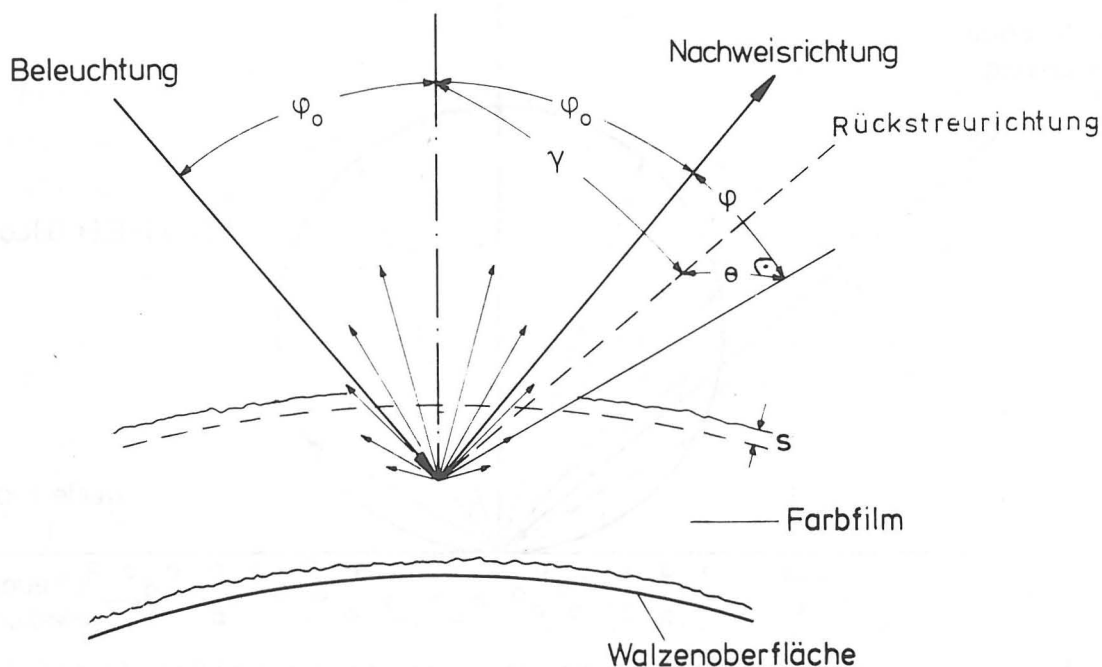


Bild 18 Zusammensetzung des Winkels γ aus den zueinander senkrechten Winkeln $\varphi_0 + \varphi$ und θ . Es gilt

$$\gamma = \sqrt{(\varphi_0 + \varphi)^2 + \theta^2}$$

Die Bestrahlungsstärke auf dem Lichtempfänger wird für einen oberflächenrauen Farbfilm:

$$E_d(\varphi_0) = \int_{(\frac{\pi}{2} + \varphi_0)}^{(\frac{\pi}{2} - \varphi_0)} \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} E(\varphi_0 + \varphi, \theta) V(\varphi, \theta) d\varphi d\theta \quad (14)$$

Da die Verteilungsfunktion $V(\varphi, \theta)$ nur in einem engen Winkelbereich um $|\varphi| < \sqrt{2}\Phi$ und $|\theta| < \sqrt{2}\Theta$ sich wesentlich von Null unter-

scheidet, darf in Gl. (14) $E'(\varphi+\varphi_0, \theta)$ durch die Taylorreihe des Ausdruckes (13):

$$E(\varphi+\varphi_0, \theta) = E(\varphi_0+\varphi=0, \theta=0) \left(\cos \varphi_0 + \frac{1}{1!} \varphi \sin \varphi_0 + \dots \right)$$

und zwar bis zum Term erster Ordnung ersetzt werden.

Damit wird.

$$E_d(\varphi_0) = \frac{E(\varphi_0+\varphi=0, \theta=0)}{C} \int_{-(\frac{\pi}{2}+\varphi_0)}^{\frac{\pi}{2}-\varphi_0} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \left(\cos \varphi_0 + \frac{1}{1!} \varphi \sin \varphi_0 \right) e^{-\left(\frac{\varphi^2}{2\Phi^2} + \frac{\theta^2}{2\Theta^2} \right)} d\varphi d\theta$$

oder

$$E_d(\varphi_0) = \frac{E(\varphi_0+\varphi=0, \theta=0)}{C} \cos \varphi_0 \int_{-(\frac{\pi}{2}+\varphi_0)}^{\frac{\pi}{2}-\varphi_0} e^{-\frac{\varphi^2}{2\Phi^2}} d\varphi \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} e^{-\frac{\theta^2}{2\Theta^2}} d\theta + \frac{E(\varphi_0+\varphi=0, \theta=0)}{C} \sin \varphi_0 \int_{-(\frac{\pi}{2}+\varphi_0)}^{\frac{\pi}{2}-\varphi_0} \varphi e^{-\frac{\varphi^2}{2\Phi^2}} d\varphi \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} e^{-\frac{\theta^2}{2\Theta^2}} d\theta$$

Mit der Wahrscheinlichkeitsintegralfunktion

$$F(x) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-\frac{s^2}{2}} ds$$

erhält man schließlich das Ergebnis

$$E_d(\varphi_0) = E(\varphi_0 + \varphi = 0, \theta = 0) \cos \varphi_0 \left(\frac{1}{2} F\left(\frac{\pi}{2\Phi} + \frac{\varphi_0}{\Phi}\right) + \frac{1}{2} F\left(\frac{\pi}{2\Phi} - \frac{\varphi_0}{\Phi}\right) \right) \cdot F\left(\frac{\pi}{2\Theta}\right) - \\ - 2E(\varphi_0 + \varphi = 0, \theta = 0) \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi}} \sin \varphi_0 e^{-\frac{1}{2} \left(\left(\frac{\pi}{2\Phi}\right)^2 + \left(\frac{\varphi_0}{\Phi}\right)^2 \right)} \operatorname{sh} \frac{\pi}{2\Phi} \frac{\varphi_0}{\Phi} \cdot F\left(\frac{\pi}{2\Theta}\right)$$

Für $F(x)$ existiert kein expliziter Ausdruck. Da diese Funktion in vielen Zweigen der angewandten Mathematik eine sehr wichtige Rolle spielt, gibt es zahlreiche Tabellen der Funktion $F(x)$, wie zum Beispiel in /24/.

Die von der Oberflächenrauigkeit des Farbfilmes verursachte relative Abweichung hat den Wert:

$$\Delta E_d(\varphi_0) = \frac{|E(\varphi_0, \varphi = 0, \theta = 0)| - |E_d(\varphi_0)|}{|E(\varphi_0, \varphi = 0, \theta = 0)|} \\ = \Delta E_d(\varphi_0) = 1 - \left(\frac{1}{2} F\left(\frac{\pi}{2\Phi} + \frac{\varphi_0}{\Phi}\right) + \frac{1}{2} F\left(\frac{\pi}{2\Phi} - \frac{\varphi_0}{\Phi}\right) \right) \cdot F\left(\frac{\pi}{2\Theta}\right) - \\ - 2 \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi}} + \operatorname{tg} \varphi_0 e^{-\frac{1}{2} \left(\left(\frac{\pi}{2\Phi}\right)^2 + \left(\frac{\varphi_0}{\Phi}\right)^2 \right)} \operatorname{sh} \frac{\pi}{2\Phi} \frac{\varphi_0}{\Phi} \cdot F\left(\frac{\pi}{2\Theta}\right) \quad (15)$$

Da erfahrungsgemäß $\Phi < 15^\circ$ und $\Theta < 5^\circ$ sind, ist die folgende Näherung für Gleichung (15) zulässig.

$$\Delta E_d(\varphi_0) = \frac{1}{2} \left(1 - F\left(\frac{\pi}{2\Phi} - \frac{\varphi_0}{\Phi}\right) \right) \quad (16)$$

Nach (16) wäre ΔE_d für $\varphi_0 = 0$ verschwindend klein. Mit $\varphi_0 = 40^\circ$ würde ΔE_d noch immer unter 10^{-3} bleiben. Erst für Winkel um 60° könnte ΔE_d einige Prozente betragen. Dies bedeutet, daß bei Anwendung einer diffus rückstreuenden weißen Walze und bei Beibehaltung der 40° -Beleuchtungs- und Nachweisgeometrie der früher erwähnte Ausgleich zwischen der aus der Nachweisrichtung abgelenkten und der zur Nachweisrichtung umgelenkten Lichtstrahlung tatsächlich zu erwarten wäre.

Bild 19 zeigt zwei Familien von Kurven $U(s)$ versus Umfangsgeschwindigkeit für Walzen mit diffusstreuender Oberfläche. Es handelt sich um eine Metallwalze mit lichtrückstreuender Kunst-

stoffbeschichtung und eine elastomere Walze, deren Belag durch geeignete Füllstoffe auch diffuse Lichtrückstreuung aufweist.

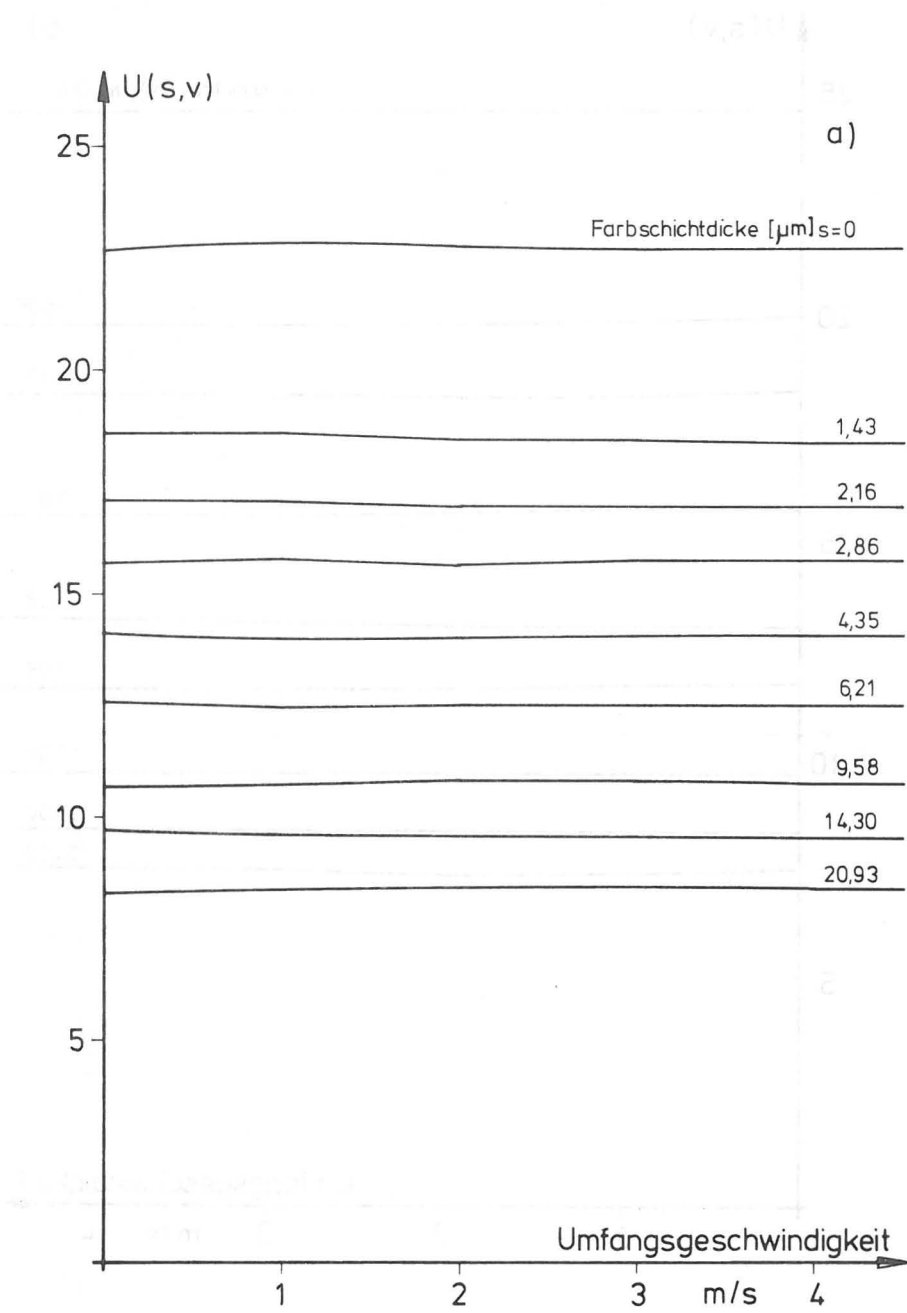


Bild 19 Meßsignal versus Umfangsgeschwindigkeit für Farb-
schichtdicken im Bereich 0-30 μ . Meßverfahren
"Dunkle Farbe auf heiler Walze" auf diffus streuende
Walzen angewendet
a) Gummiwalze mit weißem Belag

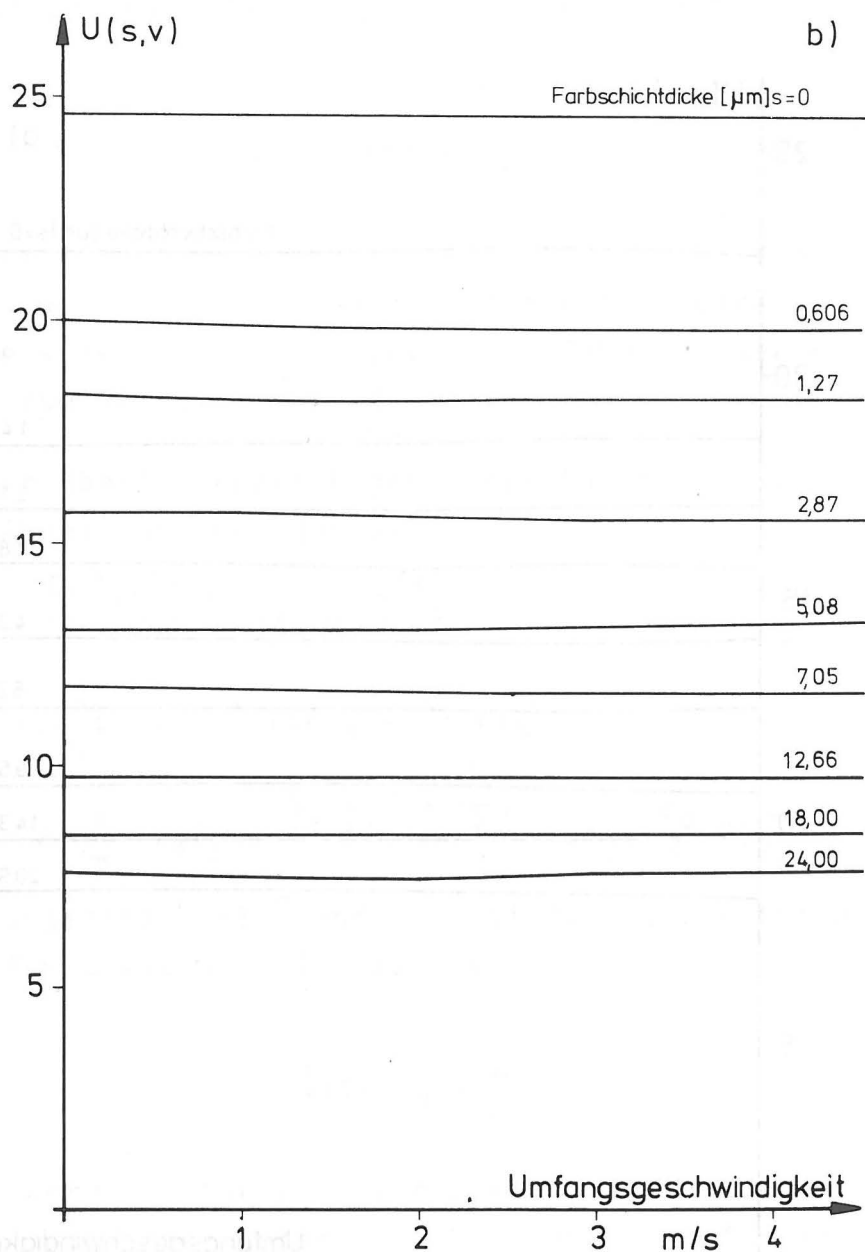


Bild 19 b) Metallwalze mit weißer Beschichtung.

Man kann feststellen (vergl. mit Bild 14), daß das Meßsignal von der Umfangsgeschwindigkeit nicht beeinflußt wird. Die zugehörigen Diagramme $U(s)$ versus Farbschichtdicke s (Bild 20) zeigen näherungsweise einen exponentiellen Abfall. $U(s)-U_{\infty}$ versus Farbschicht, mit halblogarithmischem Maßstab aufgetragen, zeigt für beide Walzenoberflächen in erster Näherung

einen linearen Verlauf, wie er nach Gl. (10) zu erwarten wäre (Bild 21). Das Meßsignal $S \approx 0$ (Walze fast oder ganz frei von Farbe) liegt oft oberhalb der Geraden. Dies ist auf einen

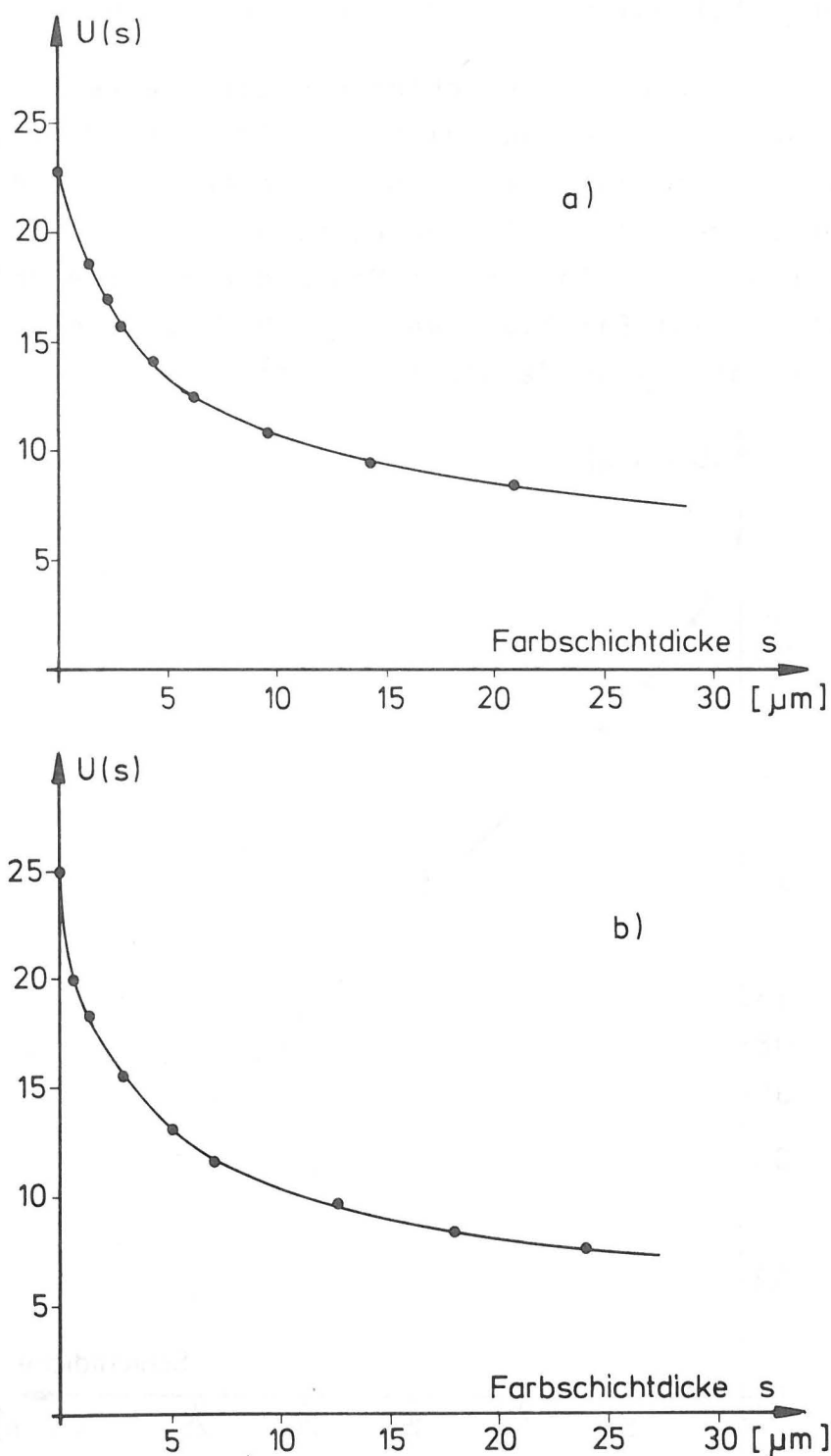


Bild 20 Meßsignal versus Farbschichtdicke für das Meßverfahren "Dunkle Farbe auf heller Walze" auf diffus rückstreuende Walzen angewendet
a) Gummiwalze mit weißem Belag
b) Metallwalze mit weißer Beschichtung.

Rest von Glanzlicht zurückzuführen: An der rauhen Farbfilmoberfläche wird der Glanzlichtanteil dadurch herabgesetzt, daß nur ein begrenzter Anteil dieser Oberfläche (Rauheitspitzen und -talsohlen) an der Spiegelreflexion teilnehmen.

Das elektrooptische Farbschichtdickenmeßverfahren "dunkle Farbe auf heller Walze" auf diffus reflektierende Walzen angewendet, erfüllt bis zu Farbschichtdicken um 20 μ die in der Einführung aufgelisteten Bedingungen. Die Erprobung des Verfahrens wurde abgeschlossen mit Messungen auf den Walzen von Druckmaschinen mit Farbfluß, und zwar beim Drucken. Die Eignung des Verfahrens wurde dabei bestätigt.

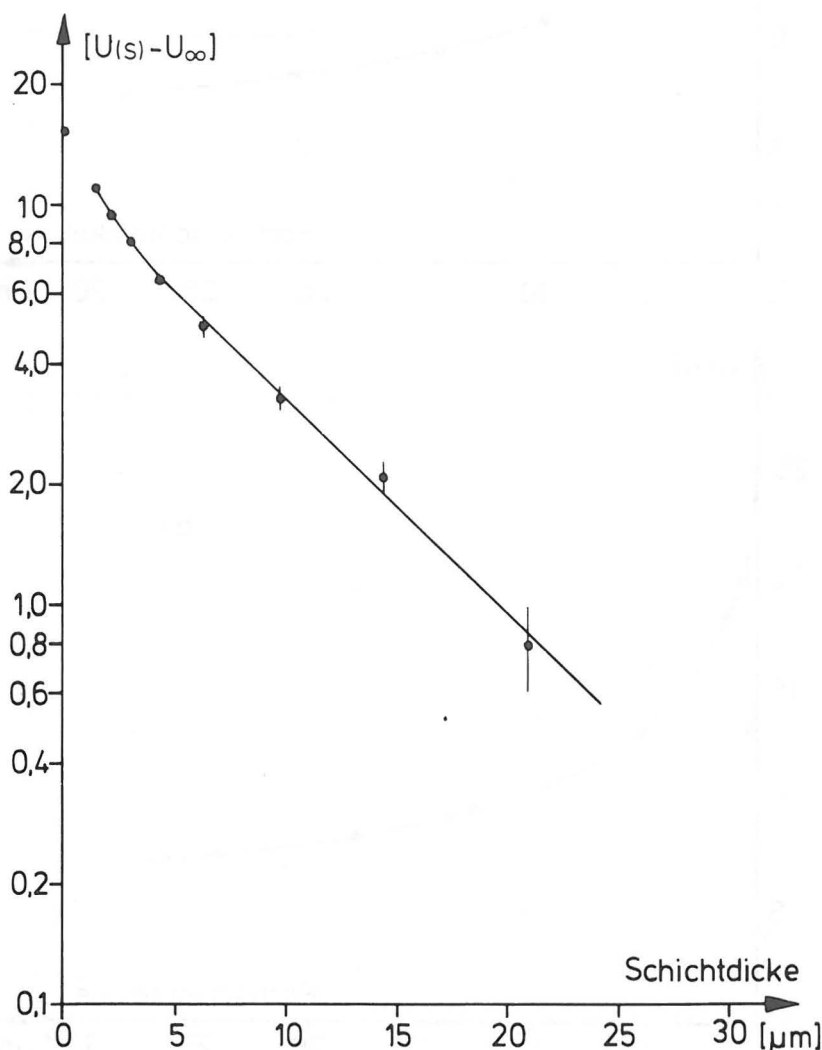


Bild 21 $U(s)-U_\infty$ versus Farbschichtdicke (halblogarithmisch aufgetragen) für das Meßverfahren "Dunkle Farbe auf heller Walze" auf diffus rückstreuende Walzen angewendet. $U_\infty=7,5$ (willkürliche Einheiten siehe Bild 20)
a) Gummiwölze mit weißem Belag

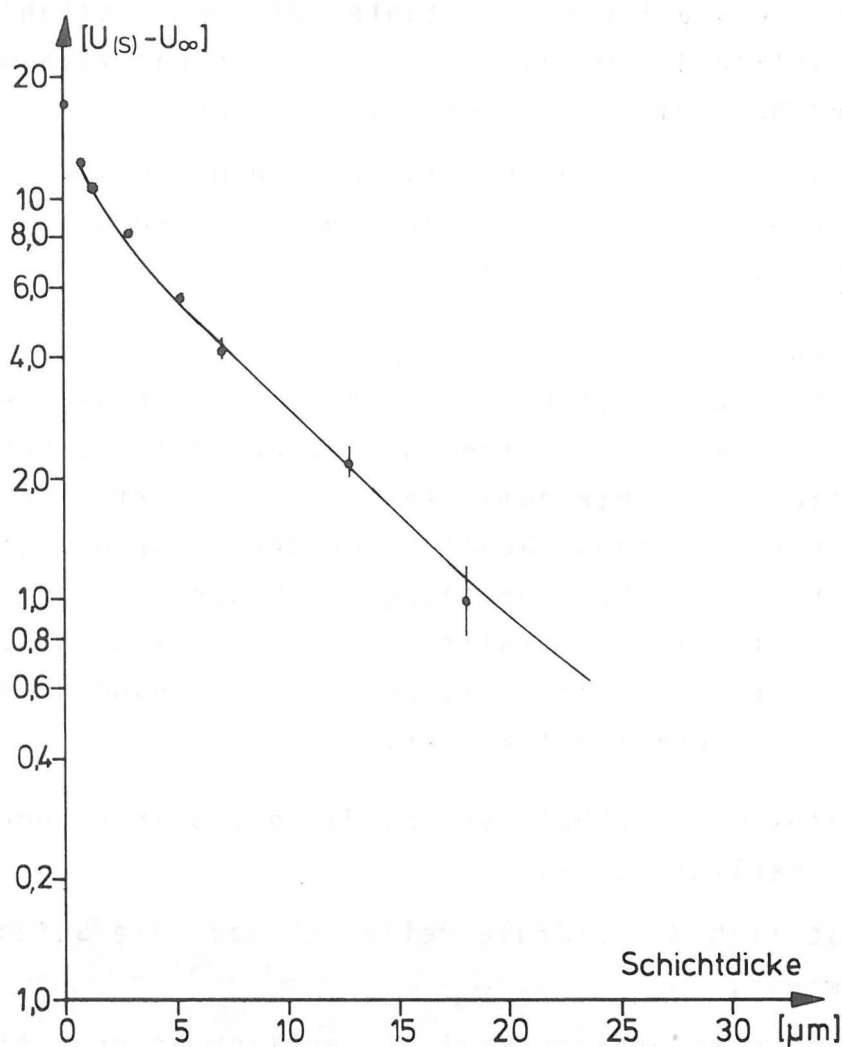


Bild 21 b) Metallwalze mit weißer Beschichtung
Die Balken entsprechen der Schwankung des Meßsignales in Bild 19, etwa 0,2 (willkürliche Einheiten).

Bei Wiederholung der Meßreihen unter verschiedenen Bedingungen in Bezug auf Farbfluß und Umfangsgeschwindigkeit wurde festgestellt, daß die Farbschichtdicke mit einem Fehler kleiner als 5% gemessen werden kann. Sollte der Meßbereich enger als 0-20 μ gemessen werden, könnte es wohl von Vorteil sein, den Anteil an Cyan in dem Farbgemisch zu erhöhen.

Zur Eichung und Linearisierung des Meßsignals muß unterstrichen werden, daß

$$U(s) = U_{\infty} + U_0 e^{-\frac{s}{\sigma \tau}}$$

bzw. die Abweichungen aus dem Verlauf nur von der Farbzusammensetzung und Meßgeometrie abhängen.

- U_0 hängt bis auf eine Konstante (die der Bestrahlungsstärke E_0 entspricht) vom Walzenmaterial, der Farbzusammensetzung und der Meßgeometrie (siehe Gl. (8)) ab.
- U_∞ hängt bis auf eine Konstante (die der Bestrahlungsstärke E_0) entspricht von der Farbzusammensetzung und der Meßgeometrie (siehe Gl. (8)) ab.

Daher genügt es, in dem zur Meßwerterfassung vorgesehenen Rechner bis auf einen Koeffizienten, der von der Bestrahlungsstärke E_0 abhängt, die Umrechnungstabelle zu speichern. Die Linearisierung könnte damit softwaremäßig erfolgen. Der Koeffizient, der hauptsächlich von der Bestrahlungsstärke E_0 , aber auch von der Verschmutzung der Meßanordnung durch Farbnebel beeinflusst würde, sollte durch eine Eichung auf den blanken Walzen vor dem Einfärben der Walzenanordnung bzw. Druckmaschine ermittelt werden.

Als letztes muß erwähnt werden, daß die oben angegebenen Ergebnisse verlangen, daß

1. tatsächlich die diffuse Reflexion über die Spiegelreflexion überwiegt,
2. der Rückstreuungskoeffizient deutlich unter 1 liegt.

Zu 1) Es gibt ein einfaches Verfahren, um die Rückstreuungseigenschaften von Walzenoberflächen in Bezug auf die Winkelverteilung zu prüfen /22/.

Ein dünner Lichtstrahl wird knapp über eine weiße, ebene Fläche, auf der die Walze steht, unter dem gewünschten Winkel geworfen (Bild 22). Die Winkelabhängigkeit der Lichtrückstreuung ist auf der weißen Fläche deutlich zu sehen. Zurückgeworfenes Licht, das die weiße Fläche trifft, wird aus einem Beobachtungspunkt, der über der beleuchteten Walzenkante liegt, gut sichtbar. Die Bilder 23 zeigen Beispiele für diffusreflektierende (Bild 23a und b) und spiegelreflektierende (Bild 23c und d) Walzenoberflächen, und zwar jeweils für die Einstrahlwinkel $\varphi=0$ und $\varphi=40^\circ$. Diffusreflektierende Oberflächen zeigen unabhängig vom Beleuchtungswinkel eine um die

Senkrechte zur Oberfläche symmetrische Winkelverteilung, die frei von Peaks ist.

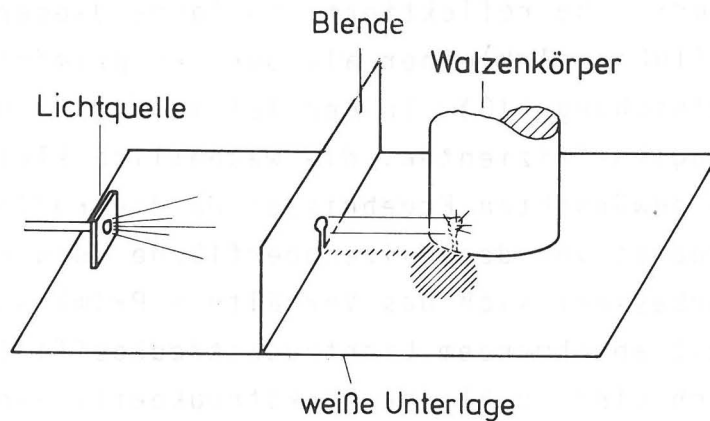


Bild 22 Anordnung zur Untersuchung der Winkelverteilung der von einer Oberfläche (hier einer Walze) zurückgeworfenen Lichtstrahlung. Die Öffnung ist "schlüssel-lochförmig" (und nicht rund), damit auch der einfallende Strahl "gesehen" werden kann. Von der Oberfläche zurückgeworfene Strahlung, die die Unterlage trifft bzw. Licht, das durch den "Stamm" des "Schlüsseloches" eintritt und auch die Unterlage trifft, wird in alle Richtungen gestreut; der optimale Beobachtungspunkt liegt über der Stelle wo die Walze beleuchtet wird.

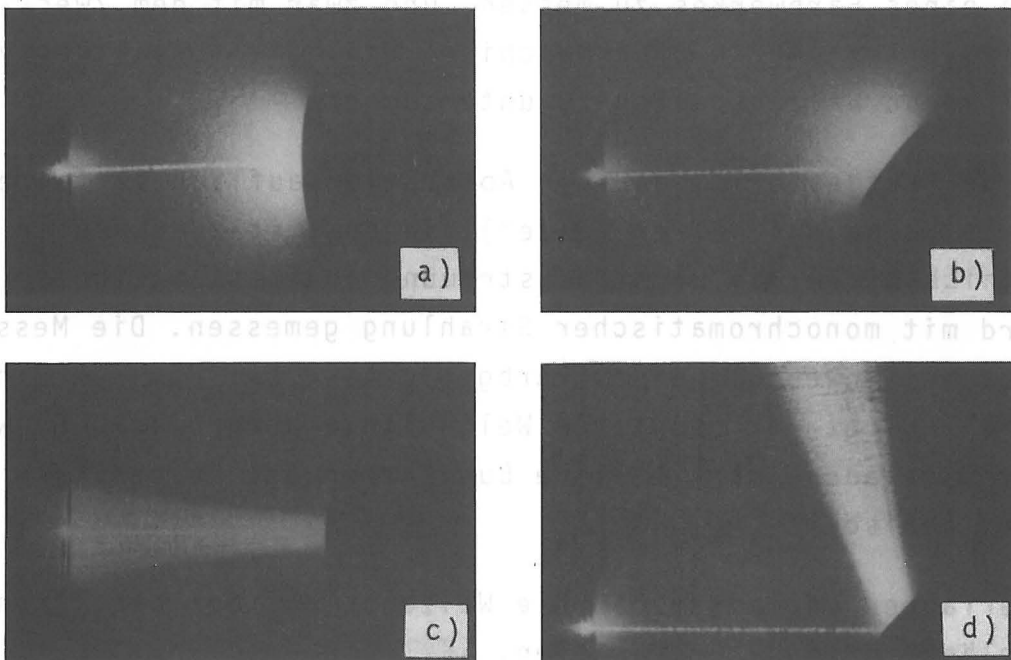


Bild 23 Beispiele von Aufnahmen mit der Anordnung von Bild 22

a) $\varphi = 0$	} weiße, diff. streuende Gummiwalze
b) $\varphi = 40^\circ$	
c) $\varphi = 0$	} spiegelrefl. Al-Walze
d) $\varphi = 40^\circ$	

Zu 2) Von der aus der Walzenoberfläche diffus zurückgeworfenen Lichtstrahlung wird ein nicht vernachlässigbarer Anteil an der Farbfilmoberfläche reflektiert. So lange dieser reflektierte Strahlungsfluß viel kleiner als der des primären Strahles ist, gilt die Gleichung (10). In der Tat lieferten nur Walzen mit Rückstreuungskoeffizienten, die wesentlich kleiner als 1 waren, die gewünschten Ergebnisse: Da die reflektierten Strahlen zuerst von der Walzenoberfläche zurückgeworfen werden müssen, verbessert sich das Verhältnis Primärstrahlfluß zu Störfluß mit abnehmendem Lichtrückstreuungskoeffizienten. Selbstverständlich sind zu kleine Rückstreuungskoeffizienten auch nachteilig, weil dann das Meßsignal abnimmt und das Signal-Rausch-Verhältnis sich verschlechtert.

VI. Zusammenfassung

Ziel der hier beschriebenen Vorversuche ist es gewesen, ein Meßverfahren zu finden, um die Farbschichtdicke auf den Walzen eines Farbwerkes zu messen, und zwar mit dem Zweck, die Farbverteilung in Druckmaschinen bzw. die Abspaltungsverhältnisse an Walzenspalten zu untersuchen.

Es wurde festgestellt, daß ein Absorptionsauflichtverfahren ("Dunkle Farbe auf heller Walze"), in dem mit zunehmender Farbschichtdicke die Lichtrückstreuung abnimmt, geeignet ist. Es wird mit monochromatischer Strahlung gemessen. Die Messung erfolgt bei Anwendung eines Farbgemisches, bei dem nur ein Bestandteil Licht der benutzten Wellenlänge absorbiert. Es werden zwei verschiedene marktübliche Buntfarben der Europaskala oder Schwarz gemischt.

Das Verfahren verlangt, daß die Walzen Licht der benutzten Wellenlänge diffus zurückwerfen.

Unter solchen Bedingungen wird die Genauigkeit des Meßverfahrens von der unvermeidlichen Rauigkeit der Farbfilmoberfläche nicht beeinträchtigt.

Das Verfahren ist für Farbschichtdicken bis zu 20 μ anwendbar, der Fehler ist kleiner als 5%.

Ein Rückstreuauflichtmeßverfahren (die Farbschicht führt zu einer Erhöhung der Lichtremission) wäre an dickeren Farbschichten anzuwenden, solange eine glatte Farbfilmoberfläche vorhanden ist. Dieses Verfahren könnte bei Messungen an der Duktoralwalze Anwendung finden. Es wird auch hier monochromatische Strahlung benutzt. Dieses Verfahren könnte bei jeder Buntfarbe angewendet werden.

L I T E R A T U R

- /1/ RECH, H., "Beiträge zur experimentellen und rechnerischen Untersuchung des Farbtransportes in Walzenfarbwerken von Druckmaschinen" (Dissertation), Institutsbericht 1/1971, Institut für Druckmaschinen und Druckverfahren der Technischen Hochschule Darmstadt
- /2/ KORTUM, G., "Reflexionsspektroskopie", Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 1969
- /3/ PAHLKE, H., "Kritische Betrachtungen zu den Begriffen Deckvermögen und Transparenz", Farbe und Lack 73, Nr. 5 1967 S. 410-417
- /4/ WIRZ, B., "Studies of inks for letterpress and lithographic rotary presses", Proceedings of the Technical Association of the Graphic Arts (TAGA), Annual Meeting 1964, S. 102
- /5/ BARDOULEAU, A.E., "The Churchill-PIRA monitor", Printing Technology 14 (1970)
- /6/ LIEBING, H., WIELAND, J., ZIMMERMANN, G., "Färbungsstabilisierung im Druck durch Messung der Farbschicht auf Farbwalzen bei Normalfärbung", Papier und Druck 24 (1975)5, Druck und Verarbeitung 77
- /7/ SHINN, D.L., Kanadisches Patent 580.098 (21. Juli 1959)
- /8/ RUDER, R., "Fotoelektrische Farbschichtdickenbestimmung auf Farbwalzen", Papier und Druck 13 (1964)3, Druck und Reproduktion 33
- /9/ PARIS, J. "Farbschichtdickenmessung auf rotierenden Walzen", Diplomarbeit, Institut für Druckmaschinen und Druckverfahren der Technischen Hochschule Darmstadt
- /10/ YELMGREN, A.E., "A Technique for measuring high speed ink-film transfer", Proceedings of the Fifth International Conference of Printing Research Institutes, Bethlehem, Pa., USA, Pergamon Press, London, 1961
- /11/ BLEICHER, M., "Halbleiter-Optoelektronik", Dr. Alfred Hüthig Verlag, Heidelberg, 1976
- /12/ SCHMIDT, W., FEUSTEL, O., "Optoelektronik", Vogel-Verlag, Würzburg, 1975
- /13/ ALBRECHT H. und andere, "Optische Strahlungsquellen", Herausgeber: W. Barz, Technische Akademie Eßlingen; Lexika-Verlag, Grafenau/Württ., 1977

- /14/ WEIHRICH, C., "Blaue Leuchtdioden", Elektronik Heft 12, 1979, S. 1
- /15/ KITTEL, H., "Lehrbuch der Lacke und Beschichtungen", Band II, Verlag W.A. H. Heenemann, Berlin-Oberschwandorf, 1974
- /16/ RYDE, J.W., "The Scattering of Light by Turbid Media"
- /17/ VOET, A., "Ink and Paper in the Printing Process", Interscience Publishers, New York, 1952
- /18/ MEYERS, R.R., MILLER, J.C., ZETTLEMOYER, A.C., "The splitting of thin liquid Films", Journal of colloid Science 14, 1959, S. 287-289
- /19/ SMITH, D., ENGLE, L.S., HOWARD, J., JONES, W., "Film splitting on rotating rollers", TAGA Proceedings, 1956, S. 147
- /20/ FRICK, R., "Dynamische Bestimmung von Farbschichtspaltzahlen", Papier und Druck 1970/1, Druck und Reproduktion, S. 5
- /21/ GERTHSEN, C., "Physik", 4. Auflage, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1956
- /22/ POHL, R.W., "Optik und Atomphysik", 11. Auflage, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1963
- /23/ KUBELKA, P., MINK, F., "Ein Beitrag zur Optik der Farb-anstriche", Zeitschrift für Technische Physik, Nr. 11a, 1931, S. 593-601
- /24/ BRONSTEIN, I.N., SEMEARDJAJEW, K.A., "Taschenbuch der Mathematik", 14. Auflage, Verlag Henri Deutsch, Zürich-Frankfurt(M), 1974